



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Hélène PARISOT-DUPUIS

le mercredi 5 décembre 2012

Titre :

APPLICATION DE L'HOLOGRAPHIE ACOUSTIQUE EN SOUFFLERIE
PAR MESURES LDV

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGEP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

EAD ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

Frank SIMON (Directeur de thèse)

Estelle PIOT (Co-directrice de thèse)

Jury :

A. GARCIA, Professeur des Universités, CNAM Paris, Rapporteur

B. GAZENGEL, Professeur des Universités, Université du Maine, Président

Y. GERVAIS, Professeur des Universités, Université de Poitiers, Rapporteur

R. MARCHIANO, Professeur des Universités, Université Pierre et Marie Curie, Examineur

E. JULLIARD, Ingénieur - Docteur, AIRBUS Toulouse, Examineur

E. PIOT, Ingénieur de recherche - Docteur, ONERA Toulouse, Co-directrice de thèse

G. PLANTIER, Enseignant chercheur - HDR, ESEO Angers, Examineur

F. SIMON, Ingénieur de recherche - HDR, ONERA Toulouse, Directeur de thèse

Résumé

L'Holographie acoustique de champ proche (NAH) est une méthode d'imagerie acoustique robuste, mais son application en écoulement peut être limitée par l'utilisation de mesures intrusives de pression ou de vitesse acoustique. Dans cette étude, une procédure holographique applicable en écoulement utilisant des mesures de vitesse non-intrusives est proposée. Cette méthode est basée sur le théorème intégral de Kirchhoff-Helmholtz convecté. La fonction de Green convectée est alors utilisée pour déterminer des propagateurs spatiaux convectés définis dans l'espace réel et incluant l'effet d'un écoulement subsonique uniforme. Les transformées de Fourier discrètes de ces propagateurs permettent alors d'évaluer les champs acoustiques à partir de la mesure du champ de pression ou de vitesse acoustique normale. Le but étant de développer une méthode de caractérisation de sources aéroacoustiques à partir de mesures de vitesse non-intrusives, cette étude se concentre essentiellement sur les propagateurs réels convectés basés sur la mesure de vitesse acoustique. Afin de valider cette procédure, des simulations ont été menées dans le cas de combinaisons de sources monopolaires et dipolaires convectées corrélées ou non. La procédure holographique développée donne de bons résultats par comparaison aux champs acoustiques théoriques. Une comparaison des résultats obtenus par les propagateurs convectés réels, développés dans cette thèse, avec ceux obtenus par leurs formes spectrales, développés par Kwon *et al.* fin 2010 pour des mesures de pression acoustique, montre l'intérêt d'utiliser la forme réelle pour la reconstruction de la pression acoustique à partir de la mesure de vitesse acoustique normale. L'efficacité de la procédure développée est confirmée par une campagne de mesure en soufflerie avec un haut-parleur affleurant rayonnant au sein d'un écoulement à Mach 0.22, et des mesures non-intrusives effectuées par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). Les champs de vitesse acoustique utilisés pour la procédure holographique sont dans ce cas extraits des mesures LDV par corrélation avec un microphone de référence. La faisabilité de prendre en compte des variations de l'écoulement dans la direction de reconstruction holographique est également vérifiée.

Mots clés : Holographie acoustique de champ proche, aéroacoustique, soufflerie, Vélocimétrie Laser Doppler

Abstract

Nearfield Acoustic Holography (NAH) is a powerful acoustic imaging method but its application in flow can be limited by intrusive measurements of acoustic pressure or velocity. In this work, a moving fluid medium NAH procedure using non-intrusive velocity measurements is proposed. This method is based on the convective Kirchhoff-Helmholtz integral formula. The convective Green's function is then used to derive convective real-space propagators including uniform subsonic airflow effects. Discrete Fourier transforms of these propagators allow then the assessment of acoustic fields from acoustic pressure or normal acoustic velocity measurements. As the aim is to derive an aeroacoustic sources characterisation method from non-intrusive velocity measurements, this study is especially focused on real convective velocity-based propagators. In order to validate this procedure, simulations in the case of combinations of monopolar and dipolar sources correlated or not, radiating in various uniform subsonic flows, have been performed. NAH provides very favorable results when compared to the theoretical fields. A comparison of results obtained by real convective propagators, developed in this work, and those obtained by the spectral ones, developed by Kwon *et al.* at the end of 2010 for acoustic pressure measurements, shows the interest of using the real-form for NAH acoustic pressure reconstruction from normal acoustic velocity measurements. The efficiency of the developed procedure is confirmed by a wind tunnel campaign with a flush-mounted loudspeaker radiating in a flow at Mach 0.22 and non-intrusive Laser Doppler Velocimetry (LDV) measurements. Acoustic velocity fields used for the NAH procedure are in this case extracted from LDV measurements by correlation with a reference microphone. The feasibility of taking into account mean flow variations in the direction of NAH reconstruction is also checked.

Keywords : Nearfield Acoustic Holography, aeroacoustic, wind tunnel, Laser Doppler Velocimetry

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont permis, de près ou de loin, à ce travail de voir le jour. Je pense notamment aux professeurs qui m'ont fait découvrir et apprécier la physique, puis la mécanique des fluides et l'acoustique : Mme Roux, M. Lamballais, M. Comte, M. Gervais...

Je remercie M. Pierre Millan, directeur du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique de l'ONERA, de m'avoir accueillie et permis de réaliser cette thèse au sein de l'unité Instabilités Transition et Acoustique. Merci également à la région Midi-Pyrénées et à l'ONERA d'avoir financé ces travaux de thèse.

Je tiens tout particulièrement à remercier MM. Alexandre Garcia et Yves Gervais d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire de thèse. Je souhaite remercier également M. Bruno Gazengel pour avoir présidé cette soutenance de thèse, ainsi que tous les autres membres du jury : MM. Régis Marchiano, Guy Plantier et Emmanuel Julliard. Merci pour toutes les remarques constructives qui ont été formulées tant dans vos rapports que lors de la soutenance.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à Frank Simon et Estelle Piot qui m'ont guidée tout au long de ces trois ans. Merci à vous d'avoir partagé vos connaissances et votre expérience de la recherche, mais aussi pour tous vos conseils, votre disponibilité et votre soutien pendant cette thèse. J'ai beaucoup appris à votre contact et j'espère avoir l'occasion de travailler à nouveau avec vous.

Je tiens à remercier vivement Maxime Forte de m'avoir permis d'utiliser la soufflerie de recherche *Juju*, et pour tous ses conseils concernant la partie expérimentale de ce travail. Un grand merci à Francis Micheli pour m'avoir initiée à la Vélocimétrie Laser Doppler (ou "à Franges"!), et m'avoir fait découvrir les lois de Murphy des essais en soufflerie. Merci également à Nicolas Fasano pour sa disponibilité et son aide concernant le montage expérimental.

Je remercie également Allan Bonnet, Jean Cousteix, Emmanuel Bénard et Frank Simon, enseignants à l'ISAE, pour m'avoir donné l'occasion de participer à l'enseignement de l'aérodynamique et l'acoustique à l'ENSICA et à SUPAERO. J'ai particulièrement apprécié cette facette de mon doctorat qui m'a beaucoup enrichie tant du point de vue scientifique que personnel.

Je souhaite enfin remercier l'ensemble des membres du département, et plus particulièrement de l'unité ITAC, pour leur sympathie et la bonne humeur ambiante. Je pense notamment à Daniel Arnal, chef de l'unité ITAC, pour son accueil, à Simone Pauzin pour son intérêt pour mon travail, et à Robert Houdeville pour l'animation des pauses café. Un grand merci à Olivier Vermeesch, Maxime Forte et Ludivine Gougeon qui m'ont écoutée et encouragée pendant cette thèse.

Mention spéciale aux doctorants du DMAE et d'ailleurs pour leur soutien, leur amitié et les pauses goûter. Je remercie particulièrement mes collègues de bureau Romain et Julien de m'avoir supportée pendant cette thèse. Les ensmatiques Fabien et Muzo pour ce bel esprit de famille. Le Belge, Cécile et Sheddia pour leur blagues, leur soutien et leur bonne humeur (respectivement!). Merci également à Emma et Maria pour les sessions danse et gâteaux, à Mikel pour son optimisme contagieux et à Laura pour son écoute attentive.

Merci à mes amis qui m'ont, de près ou de loin, encouragée et surtout changé les idées quand j'en ai eu besoin. Un grand merci à mes proches qui m'ont supportée pendant cette thèse, et particulièrement à mes parents qui m'ont fait le plaisir de se déplacer pour assister à la soutenance. Merci à toi, Yohan, d'avoir accepté les longues soirées et les week-end en tête-à-tête avec cette thèse, et d'avoir été présent tout simplement.

Table des matières

Table des figures	iii
Liste des tableaux	xvii
Introduction	1
I État de l'art	5
1 Sources aéroacoustiques en aéronautique	7
1.1 Présentation des différents types de sources aéroacoustiques	8
1.2 Stratégies de réduction	10
2 Méthodes de mesure permettant l'étude de sources aéroacoustiques	11
2.1 Méthodes d'imagerie acoustique pour l'Aéroacoustique	12
2.1.1 Antennerie	13
2.1.1.a Application à l'étude de sources mobiles	14
2.1.1.b Application en soufflerie	15
2.1.1.c Développement de méthodes inverses	17
2.1.2 Holographie acoustique de champ proche (NAH)	19
2.1.2.a Problèmes liés à l'utilisation des transformées de Fourier	20
2.1.2.b Gestion du problème inverse	21
2.1.2.c Application à l'étude de sources aéroacoustiques	22
2.1.2.d Application en soufflerie	24
2.1.2.e Influence de la nature du champ hologramme	26
2.2 Méthodes optiques de mesure acoustique en écoulement	27
2.2.1 Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)	29
2.2.1.a Principaux développements	30
2.2.1.b Application à la mesure de vitesse acoustique	31
2.2.1.c Application à la mesure de vitesse acoustique en présence d'un écoulement moyen	33
2.2.2 Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)	34
2.2.2.a Principaux développements	35
2.2.2.b Application à la mesure de vitesse acoustique	36
2.2.2.c Application à la mesure de vitesse acoustique en présence d'un écoulement moyen	39
3 Conclusion	41
II Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uni- forme	45
1 Holographie acoustique de champ proche dans un milieu au repos	47
1.1 Propagation acoustique dans un milieu au repos	47

1.2	Approche spectrale	49
1.2.1	"Angular spectrum"	49
1.2.2	Propagateurs spectraux	50
1.3	Approche réelle	52
1.3.1	Théorème de Kirchhoff-Helmholtz	52
1.3.2	Propagateurs réels	54
1.4	Des propagateurs spectraux aux réels	56
2	Holographie acoustique de champ proche dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme	57
2.1	Propagation acoustique dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme	57
2.2	Approche spectrale	58
2.2.1	Cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme	58
2.2.2	Cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme	59
2.3	Approche réelle	60
2.3.1	Théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté	61
2.3.2	Cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme	62
2.3.3	Cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme	63
2.3.4	Extension de l'approche réelle	64
3	Conclusion	67

III Caractérisation numérique de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme par Holographie acoustique de champ proche basée sur la mesure de vitesse acoustique **69**

1	Caractérisation numérique de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme	71
1.1	Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme basée sur la mesure de vitesse acoustique	71
1.2	Modélisation de sources acoustiques convectées	72
1.2.1	Source monopolaire convectée	73
1.2.2	Source dipolaire convectée	73
2	Etude paramétrique	74
2.1	Dimensionnement et position de la grille de mesure	75
2.1.1	Espace inter-capteurs	75
2.1.2	Taille de la grille	77
2.1.3	Distance d'évaluation	78
2.1.3.a	Reconstruction vers le plan source	78
2.1.3.b	Propagation en champ lointain	80
2.2	Importance du choix du propagateur	81
2.2.1	Reconstruction vers le plan source	81
2.2.1.a	Reconstruction de la pression acoustique	81
2.2.1.b	Reconstruction de la vitesse acoustique normale	84
2.2.1.c	Reconstruction de la vitesse acoustique suivant l'écoulement	85
2.2.1.d	Reconstruction de la vitesse acoustique transversale	87
2.2.2	Propagation en champ lointain	88
2.2.2.a	Propagation de la pression acoustique	88
2.2.2.b	Propagation de la vitesse acoustique normale	90
2.2.2.c	Propagation de la vitesse acoustique suivant l'écoulement	91

	2.2.2.d	Propagation de la vitesse acoustique transversale	92
2.3		Influence du type de source	94
	2.3.1	Source monopolaire convectée	94
	2.3.2	Source dipolaire convectée	95
	2.3.3	Combinaison de sources monopolaires et dipolaires convectées .	96
	2.3.3.a	Sources monopolaire et dipolaire convectées décorréées .	96
	2.3.3.b	Sources monopolaire et dipolaire convectées corrélées en phase	97
	2.3.3.c	Sources monopolaire et dipolaire convectées corrélées en opposition de phase	98
2.4		Influence de la vitesse de l'écoulement	99
	2.4.1	Propagateur non convecté	100
	2.4.2	Propagateur convecté	102
3		Vers l'application en soufflerie	104
	3.1	Sensibilité au bruit de mesure	104
	3.2	Influence de l'estimation du gradient de vitesse par différences finies . . .	105
	3.3	Réflexion des ondes acoustiques	106
	3.4	Uniformité de l'écoulement	108
4		Conclusion	112

IV Validation de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique en soufflerie par Vélocimétrie Laser Doppler 115

1		Dispositif expérimental	117
	1.1	Soufflerie	117
	1.2	Source acoustique	118
	1.3	Montage en veine	120
	1.4	Vélocimètre laser Doppler	121
	1.5	Ensemencement	123
	1.6	Système d'acquisition	124
2		Post-traitement des mesures laser	124
	2.1	Extraction des vitesses moyennes et fluctuantes	124
	2.2	Extraction de la vitesse acoustique	125
	2.3	Incertitudes de mesure sur la vitesse acoustique	126
3		Caractérisation d'une source acoustique en soufflerie	127
	3.1	Caractérisation de l'écoulement	127
	3.2	Caractérisation de la source acoustique	129
	3.2.1	Champs de vitesse acoustique mesurés	129
	3.2.2	Reconstruction vers le plan source	134
	3.2.2.a	Plan hologramme $z_h = -0.05$ m	134
	3.2.2.b	Plan hologramme $z_h = -0.1$ m	138
	3.2.3	Propagation dans la veine	140
	3.2.3.a	Plan hologramme $z_h = -0.03$ m	140
	3.2.3.b	Plan hologramme $z_h = -0.05$ m	143
	3.2.4	Prise en compte de la non-uniformité de l'écoulement	145
4		Conclusion	149

Conclusion générale et perspectives 153

Annexes	157
1 Matériel utilisé pour la campagne de validation	159
1.1 Haut-parleur	159
1.2 Raccord haut-parleur/veine d'essai.	161
1.3 Microphone de référence	162
1.4 Mousse de mélamine	162
1.5 Hublots	164
1.6 Vélocimètre laser Doppler	165
1.7 Ensemencement	167
1.8 Acquisition	170
2 Qualification de la source acoustique	171
2.1 Chambre anéchoïque du DMAE	171
2.2 Campagne d'essai	171
3 Réglages et étalonnage du vélocimètre laser Doppler	174
3.1 Réglages	174
3.2 Etalonnage	174
4 Publications et communications	176
4.1 Revue à comité de lecture	176
4.2 Congrès international avec actes	176
4.3 Autres communications	176
Références bibliographiques	179

Table des figures

1	Evolution de la réduction du bruit des avions au cours des 50 dernières années (CORAC 2010).	2
I.1	Premier vol motorisé contrôlé autonome réalisé par Traian Vuia à Montesson le 18 mars 1906 (Wikipedia [8]).	7
I.2	Principales sources de bruit d'origine moteur produites par un avion (ADVOCNAR [9]).	8
I.3	Principales sources de bruit dues au déplacement du corps de l'avion dans l'air (ADVOCNAR [9]).	8
I.4	Champs hydrodynamique et acoustique d'une cavité parallélépipédique soumise à un écoulement à $M = 0.147$ (Moon <i>et al.</i> 2003 [12]).	9
I.5	Champs de pression fluctuante instantanés autour d'un bec à bord de fuite émoussé et à angle de braquage de 30° , et spectre acoustique correspondant (Khorrami 2003 [14]).	9
I.6	Contours instantanés de dilatation pour un NACA 0012 à $\alpha = 5^\circ$ dans un écoulement à $M = 0.4$ (Sandberg <i>et al.</i> 2009 [15]).	9
I.7	Distributions 3D de pression acoustique et contours de pression réelle associés mesurés autour d'un jet subsonique (Lee <i>et al.</i> 2007 [19]).	10
I.8	Fluctuations de pression instantanées dues au lâcher de tourbillons au niveau du bord de fuite du bec avec et sans contrôle (Khorrami <i>et al.</i> 2003 [29]).	11
I.9	Antenne acoustique utilisée durant la 1 ^{ère} Guerre Mondiale pour détecter les avions ennemis (Johnson <i>et al.</i> 1993 [33]).	12
I.10	Exemple de localisation de sources par Miroir acoustique dans la soufflerie à veine ouverte DNW-LLF (Sijtsma 2004 [35]).	13
I.11	Schématisation du principe de localisation de sources par Antennerie dans le cas simple d'une onde plane (Ginn <i>et al.</i> 2003 [43]).	14
I.12	Antenne imbriquée de 29 microphones, permettant de former 3 antennes de 15 microphones, utilisée pour étudier les sources de bruit du Panavia Tornado (Michel <i>et al.</i> 1997 [51]).	15
I.13	Représentation schématique de la déviation des ondes acoustiques à travers la couche de cisaillement lors de l'application de l'Antennerie en soufflerie à veine ouverte (Koop <i>et al.</i> 2005 [64]).	16

I.14	Comparaison des cartographies acoustiques de l'aileron haute vitesse situé entre les volets intérieur et extérieur d'un avion en phase d'approche à 12232 Hz : (b-1) Antennerie conventionnelle (source monopolaire), (b-2) Antennerie conventionnelle (source dipolaire), (c-1) Antennerie adaptative (source monopolaire), (c-2) Antennerie adaptative (source dipolaire), (d) CLEAN-SC (438 itérations), (e) DAMAS2.1 (100 itérations), (f-1) Antennerie inverse généralisée (source monopolaire) (24 itérations), (f-2) Antennerie inverse généralisée (source dipolaire) (24 itérations). Contours de niveau sur 10 dB avec 0.5 dB d'incrément. Les deux familles de flèches sur les cartographies associées aux sources dipolaires indiquent l'orientation des dipôles. (Suzuki 2011 [84]).	18
I.15	Schématisation du principe de l'Holographie acoustique de champ proche (NAH).	19
I.16	Schématisation des résolutions R des méthodes d'Holographie acoustique de champ proche (NAH) et d'Antennerie conventionnelle avec : L distance de mesure, D diamètre de l'antenne, λ longueur d'onde de la source, f fréquence de la source (Gade <i>et al.</i> 2003 [87]).	19
I.17	Principe de la méthode d'extrapolation dans l'espace spectral utilisée pour l'"iterative patch NAH". Etape 0 : le champ hologramme est élargi par ajout de zéros, Etape 1 : le champ hologramme élargi dans l'espace spectral est obtenu par transformée de Fourier, Etape 2 : si le champ est correct, on passe directement à l'étape 5, sinon on élimine les composantes haute-fréquence, Etape 3 : le nouveau champ hologramme élargi est obtenu dans l'espace réel par transformée de Fourier inverse, Etape 4 : le nouveau champ hologramme élargi est corrigé par rapport au champ hologramme d'origine, Etape 5 : le champ acoustique est reconstruit par NAH à partir du champ hologramme élargi et corrigé obtenu à l'étape 2 (Saijyou <i>et al.</i> 2001 [91]).	21
I.18	Forme du filtre exponentiel proposé par Veronesi <i>et al.</i> [38] pour un nombre d'onde de coupure $k_c = 20$ et différentes valeurs de α (Williams 1999 [42]). . .	22
I.19	Dispositif expérimental pour l'étude des sources acoustiques générées par une voiture en mouvement par MFAH (Park <i>et al.</i> 2001 [111]).	23
I.20	Grille de mesure NAH et microphones de référence déployés le long du jet produit par un moteur de F-22 à la base de l'Air Force située à Holloman (James <i>et al.</i> 2010 [119]).	24
I.21	Passage dans l'espace spectral du cercle de rayonnement sans écoulement à l'ellipse de rayonnement avec écoulement subsonique uniforme, avec : $a = kM/(1 - M^2)$, $r_1 = k/(1 - M^2)$ et $r_2 = k/\sqrt{1 - M^2}$ (Kwon <i>et al.</i> 2010 [7]). . .	25
I.22	Champ acoustique généré par une plaque vibrante à 160 Hz. Pression théorique (a), pression reconstruite à partir de mesures de pression (b), et à partir de mesures de vitesse (c). Vitesse théorique (d), vitesse reconstruite à partir de mesures de pression (e), et à partir de mesures de vitesse (f). (Zhang <i>et al.</i> 2009 [132]).	27
I.23	Description du phénomène d'émission stimulée : la désexcitation de l'atome est stimulée par l'arrivée d'un photon incident, le photon émis lors de la désexcitation viens alors s'ajouter au photon incident, entraînant une amplification de l'énergie émise (Wikipedia [135]).	27
I.24	Description du dispositif expérimental utilisé par Barker <i>et al.</i> en 1977 pour déterminer la vitesse de l'écoulement d'eau dans une section de conduite circulaire par LSV (Barker <i>et al.</i> [138]).	28
I.25	Description du principe de la mesure de champs instannés de vitesse par PIV (Lecordier [146]).	29

I.26	Description de la méthode de traitement des images PIV par corrélation croisée (Lecordier [146]).	30
I.27	Principe de la méthode PIV tomographique (Elsinga <i>et al.</i> [159]).	31
I.28	Image PIV du phénomène d'"acoustic streaming" observé dans un conduit excité par un haut-parleur (Hann <i>et al.</i> [160]).	32
I.29	Champ de vorticité normalisé du côté "froid" d'un régénérateur thermoacoustique constitué d'un empilement de plaques à 180 °C et pour une pression acoustique de 1500 Pa (Berson <i>et al.</i> [170]).	33
I.30	Illustration du principe de la méthode PIV développée par Fischer <i>et al.</i> : deux images PIV successives ayant une rotation de phase de 180° et une représentation des vecteurs vitesse associés. (Fischer <i>et al.</i> [176]).	34
I.31	Illustration du principe de mesure de vitesse particulaire par la méthode des deux faisceaux.	34
I.32	Schéma d'un vélocimètre laser mono-composante classique utilisant la méthode des deux faisceaux (Lavieille [149]).	35
I.33	Exemple de représentation temporelle d'un signal Doppler.	35
I.34	Schéma d'un vélocimètre laser utilisant la méthode du faisceau de référence (Adrian <i>et al.</i> [183]).	36
I.35	Domaine fréquentiel d'utilisation des particules dans un milieu constitué d'air ou d'eau à vitesse moyenne nulle (Taylor [137]).	37
I.36	Limites d'utilisation de la méthode temps-fréquence d'analyse du signal Doppler CWVT pour une conduite circulaire de diamètre 45 mm excitée par un haut-parleur, les points noirs représentant les points où la méthode a été validée (Valière <i>et al.</i> [198]).	38
I.37	Dispositif expérimental utilisé par Le Duff <i>et al.</i> pour valider la méthode d'analyse du signal Doppler basée sur le filtrage de Kalman (Le Duff <i>et al.</i> [204]).	39
I.38	Champ de vitesse acoustique normale obtenu par LDV au-dessus d'une micro-perforation de diamètre 200 μm pour une excitation acoustique à 3136 Hz et un écoulement rasant à Mach 0.2 à différentes altitudes, de gauche à droite : $z = [0.30; 0.38; 0.52]$ mm (Lavieille <i>et al.</i> [217]).	40
II.1	Exemple de champ de pression instantané d'une onde plane propagative (Williams [42]).	49
II.2	Exemple de champ de pression instantané d'une onde plane évanescente (Williams [42]).	50
II.3	Cercle de rayonnement délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes dans l'espace spectral (k_x, k_y)	50
II.4	Reconstruction ou propagation du champ acoustique mesuré dans le plan hologramme par NAH en utilisant les propagateurs spectraux.	52
II.5	Comportement des composantes propagatives et évanescentes des ondes acoustiques dans l'espace spectral suivant les valeurs de la somme $k_x^2 + k_y^2$ (Pascal [227]).	52
II.6	Géométrie associée au problème de Helmholtz extérieur.	53
II.7	Schéma illustrant le principe de la méthode des sources images.	54
II.8	Reconstruction ou propagation du champ acoustique mesuré dans le plan hologramme par NAH en utilisant les propagateurs réels.	56

II.9	Ellipse de rayonnement délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes dans l'espace spectral (k_x, k_y) pour une distribution de pression rayonnant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme parallèle au plan hologramme.	59
II.10	Cercle de rayonnement délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes pour une distribution de pression rayonnant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme perpendiculaire au plan hologramme.	60
III.1	Champ hologramme de vitesse acoustique normale (dB) étendu par "zero-padding" en dehors du carré rouge.	72
III.2	Champ de pression acoustique instantané d'une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz pour $A = 1$ au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.5$	73
III.3	Champ de pression acoustique instantané d'une source dipolaire d'axe x située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz pour $A = 1$ au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.5$	74
III.4	Configuration utilisée pour les simulations.	75
III.5	Champs de pression acoustique (dB) reconstruits dans le plan source pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ à différentes fréquences	76
III.6	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: $f = 1$ kHz, $f = 2$ kHz, $f = 3$ kHz et $f = 4$ kHz.	76
III.7	Champs de pression acoustique (dB) reconstruits dans le plan source pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ pour différents nombre de points de mesure : $n = 8$, $n = 16$, $n = 32$. Champs de pression acoustiques suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m pour une source monopolaire située à $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: $n = 8$, $n = 16$ et $n = 32$	77
III.8	Champs de pression acoustique (dB) reconstruits dans le plan source pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ pour différentes position du plan hologramme	79
III.9	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: $z_h = -0.03$ m, $z_h = -0.06$ m, $z_h = -0.09$ m et $z_h = 0.12$ m.	79
III.10	Champs de pression acoustique (dB) propagés dans le plan z_p pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ pour différentes distances de propagation	80
III.11	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et propagés (pointillés) dans le plan z_p en $y = -0.015$ m pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: $z_p = -0.06$ m, $z_p = -0.09$ m, $z_p = -0.12$ m et $z_p = 0.15$ m.	81

III.12	Schéma décrivant la reconstruction dans le plan source des champs de pression et de vitesse acoustique en utilisant les propagateurs spatiaux convectés. . . .	81
III.13	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-pression convectés réel, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	82
III.14	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-pression convectés réel, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. Module des propagateurs réel et spectral dans l'espace spectral suivant k_x	83
III.15	Estimation de l'intégrale du propagateur vitesse-pression spectral G_{up} par sa forme "intégrée moyennée" \bar{G}_{up} au voisinage d'un pôle dans l'espace spectral (Williams <i>et al.</i> [230]).	83
III.16	Champs de vitesse acoustique normale u_z (dB) reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel, réel filtré, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	84
III.17	Champs de vitesse acoustique normale u_z suivant x (dB) reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel, réel filtré, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	85
III.18	Champs de vitesse acoustique u_x suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse réel, réel filtré, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. Module des propagateurs réel et spectral dans l'espace spectral suivant k_x	85
III.19	Champs de vitesse acoustique suivant l'écoulement u_x (dB) théorique et reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse réel, réel filtré, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	86
III.20	Champs de vitesse acoustique u_y (dB) théorique et reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel, réel filtré, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	87
III.21	Champs de vitesse acoustique u_y suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel, réel filtré, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	88
III.22	Schéma décrivant la propagation en champ lointain des champs de pression et de vitesse acoustique en utilisant les propagateurs convectés.	88
III.23	Champs de pression acoustique (dB) théorique et propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-pression convectés réel, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	89

III.24	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et propagés (pointillés) dans le plan $z_p = -0.10$ m en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-pression convectés réel , spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. Module des propagateurs réel et spectral dans l'espace spectral suivant k_x	89
III.25	Champs de vitesse acoustique normale u_z (dB) théorique et propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel , spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	90
III.26	Champs de vitesse acoustique normale u_z suivant x (dB) théorique (trait plein) et propagés (pointillés) dans le plan $z_p = -0.10$ m en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel , spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. Module des propagateurs réel et spectral dans l'espace spectral suivant k_x	91
III.27	Champs de vitesse acoustique u_x suivant x (dB) théorique (trait plein) et propagés (pointillés) dans le plan $z_p = -0.10$ m en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel , spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	91
III.28	Champs de vitesse acoustique suivant l'écoulement u_x (dB) théorique et propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel , spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	92
III.29	Champs de vitesse acoustique u_y suivant x (dB) théorique (trait plein) et propagés (pointillés) dans le plan $z_p = -0.10$ m en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel , spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	92
III.30	Champs de vitesse acoustique u_y (dB) théorique et propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel , spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	93
III.31	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruit dans le plan source par le propagateur vitesse-pression réel convecté pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	94
III.32	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression réel convecté pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	95
III.33	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruit dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source dipolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	95

III.34	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source dipolaire située à $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	96
III.35	Placement des capteurs de référence par rapport au plan source pour les simulations utilisant la STSF.	96
III.36	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruit dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour des sources monopolaire et dipolaire décorréliées situées en $\mathbf{r}_{s_1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s_2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	97
III.37	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour des sources monopolaire et dipolaire décorréliées situées en $\mathbf{r}_{s_1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s_2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	97
III.38	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruit dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en phase situées en $\mathbf{r}_{s_1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s_2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	98
III.39	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en phase situées en $\mathbf{r}_{s_1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s_2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	98
III.40	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruit dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en opposition de phase situées en $\mathbf{r}_{s_1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s_2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	99
III.41	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en opposition de phase situées en $\mathbf{r}_{s_1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s_2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	99
III.42	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression réel non convecté pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à : $M_x = 0$, $M_x = 0.25$, $M_x = 0.5$ et $M_x = 0.75$	100
III.43	Champs de pression acoustiques (dB) théoriques (à gauche) et reconstruits (à droite) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression réel non convecté pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = [0; 0.25; 0.5; 0.75]$ (de haut en bas). . .	101

III.44	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à : $M_x = 0$, $M_x = 0.25$, $M_x = 0.5$ et $M_x = 0.75$	102
III.45	Champs de pression acoustiques (dB) théoriques (à gauche) et reconstruits (à droite) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à : $M_x = [0; 0.25; 0.5; 0.75]$ (de haut en bas).	103
III.46	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec et sans déphasage aléatoire de 0 à 20° du champ hologramme.	104
III.47	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruits dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec et sans déphasage aléatoire de 0 à 20° du champ hologramme.	105
III.48	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruits dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec et sans estimation du gradient de vitesse par différences finies dans le plan hologramme.	106
III.49	Schéma représentant la modélisation des plans réfléchissants (x, y) et (x, z) par la méthode des sources images.	107
III.50	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ sans et avec réflexions sur des parois situées en $z = -0.3$ m, $y = -0.3$ m et $y = 0.3$ m.	107
III.51	Champs de pression acoustique (dB) théoriques (à gauche) et reconstruits (à droite) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec et sans réflexions sur des parois situées en $z = -0.3$ m, $y = -0.3$ m et $y = 0.3$ m.	108
III.52	Profil de couche limite utilisé pour les simulations.	109
III.53	Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme ou de couche limite suivant x	109
III.54	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruit dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme ou de couche limite suivant x	110

III.55	Champs de pression acoustique (dB) théorique et reconstruit dans le plan source par une combinaison des propagateurs vitesse-pression convecté réel et pression-pression convecté spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme ou de couche limite suivant x . Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source par une combinaison des propagateurs vitesse-pression convecté réel et pression-pression convecté spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme ou de couche limite suivant x	111
IV.1	Schéma du circuit de la soufflerie <i>Juju</i>	118
IV.2	Bruit de fond de la soufflerie <i>Juju</i> à différentes vitesses de fonctionnement (Aubrun <i>et al.</i> [232]).	118
IV.3	Source acoustique élaborée pour la campagne de validation dans la soufflerie <i>Juju</i>	119
IV.4	Directivité à 1 m et niveaux de pression acoustique (dB) sur une ligne située à 0.05 m de la plaque au niveau de l'orifice (placé au centre du maillage) de la source acoustique développée rayonnant à 2 kHz.	119
IV.5	Simulation Comsol du champ de pression acoustique (dB) rayonné à 2 kHz par la source acoustique dans la veine d'essai de la soufflerie <i>Juju</i> en présence de mousse de mélamine au niveau du plancher.	120
IV.6	Schéma des modifications apportées à la portion aval de la veine d'essai de la soufflerie <i>Juju</i>	120
IV.7	Modification du hublot situé du côté de l'émission du vélocimètre (droite sens pilote).	121
IV.8	Spectres de pression acoustique (dB) mesurés par le microphone de référence dans la veine d'essai pour une excitation sinusoïdale à 2 kHz : $M = 0$ et $M = 0.22$	121
IV.9	Optique d'émission du vélocimètre laser Doppler développé pour la campagne de validation.	122
IV.10	Optique de réception du vélocimètre laser Doppler développé pour la campagne de validation.	122
IV.11	Montage du vélocimètre laser Doppler développé sur le banc de déplacement.	123
IV.12	Dispositif d'ensemencement ajouté au niveau de la chambre de tranquillisation de la soufflerie <i>Juju</i>	123
IV.13	Dispositif d'acquisition utilisé pour la campagne de validation.	124
IV.14	Interpolation linéaire et ré-échantillonnage à pas constant du signal aléatoire obtenu par LDV (Lavieille 2008 [149]).	126
IV.15	Autospectre du signal synthétique ré-échantillonné avec et sans correction (Lavieille 2008 [149]).	126
IV.16	Définition du repère lié à la soufflerie <i>Juju</i>	127
IV.17	Plans de mesure horizontal $z = -0.05$ m et vertical $y = -0.015$ m.	128
IV.18	Nombre de Mach de l'écoulement moyen dans les plans horizontal $z = -0.05$ m et vertical $y = -0.015$ m.	128
IV.19	Profils de couche limite mesurés dans la zone "saine" en $(x, y) = (-0.015; 0.195)$ m et au niveau du tourbillon en $(x, y) = (-0.015; -0.015)$ m	129
IV.20	Plans de mesure horizontaux $z = -0.03$ m, $z = -0.05$ m et $z = -0.1$ m.	129

IV.21	Champs de vitesse acoustique normale u_z extraits des mesures LDV par corrélation avec le signal du microphone de référence (dB) : dans les plans $z = -0.1$ m, $z = -0.05$ m et $z = -0.03$ m.	130
IV.22	Champs de vitesse acoustique normale u_z extraits des mesures LDV par corrélation avec le signal du haut-parleur (dB) : dans les plans $z = -0.1$ m, $z = -0.05$ m et $z = -0.03$ m.	131
IV.23	Champs de pression acoustique (dB) transformés à partir des champs de vitesse acoustique normale extraits des mesures LDV par le propagateur vitesse-pression convecté réel : dans les plans $z = -0.1$ m, $z = -0.05$ m et $z = -0.03$ m.	132
IV.24	Champs de pression acoustique (dB) théorique et transformé dans le plan $z = -0.05$ m à partir de la vitesse acoustique normale théorique par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et transformé (pointillés) dans le plan $z = -0.05$ m en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$	133
IV.25	Schéma décrivant la reconstruction holographique vers le plan $z_r = -0.03$ m à partir des champs de vitesse acoustique normale extraits en $z = -0.05$ m et en $z = -0.1$ m.	134
IV.26	Champs de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré .	135
IV.27	Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : extrait, reconstruit avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel et spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel filtré et spectral filtré .	136
IV.28	Champs d'intensité acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (W/m^2) : transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs d'intensité acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (W/m^2) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral	137
IV.29	Champs de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.10$ m. Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel filtré et spectral filtré	138

IV.30	Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : extrait, reconstruit avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel filtré et spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.10$ m. Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel filtré et spectral filtré	139
IV.31	Schéma décrivant la propagation holographique vers le plan $z_p = -0.1$ m à partir des champs de vitesse acoustique normale extraits en $z = -0.03$ m et en $z = -0.05$ m.	140
IV.32	Champs de pression acoustique dans le plan $z_p = -0.1$ m (dB) : transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_p = -0.1$ m, propagés avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.03$ m. Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_p = -0.1$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), propagés (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré	141
IV.33	Champs de pression acoustique suivant z (dB) : propagés avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.03$ m.	142
IV.34	Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_p = -0.1$ m (dB) : extrait, propagés avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel et spectral à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.03$ m. Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_p = -0.1$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), propagés (pointillés) avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel et spectral	142
IV.35	Champs de pression acoustique dans le plan $z_p = -0.1$ m (dB) : transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_p = -0.1$ m, reconstruit avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_p = -0.1$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré	143
IV.36	Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_p = -0.1$ m (dB) : extrait, reconstruit avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel et spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_p = -0.1$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel et spectral	144
IV.37	Champs de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (zone "saine" de l'écoulement) à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (zone "saine" de l'écoulement).	145

IV.38	Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : extrait, reconstruit avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (zone "saine" de l'écoulement) à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (zone "saine" de l'écoulement).	146
IV.39	Champs de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (tourbillon) à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (tourbillon).	147
IV.40	Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : extrait, reconstruit avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (tourbillon) à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (tourbillon).	148
A1.2	Dimensions du haut-parleur JBL 2490H.	159
A1.3	Spécifications du haut-parleur JBL 2490H.	160
A1.4	Plan du cône de raccord reliant le haut-parleur au plafond de la veine d'essai.	161
A1.5	Plan de la portion de plafond aval de la veine d'essai supportant le cône et le haut-parleur.	161
A1.6	Microphone de référence (B&K 1/4" 4938).	162
A1.7	Réponse en fréquence du microphone de référence (B&K 1/4" 4938).	162
A1.8	Coefficient d'absorption α_{Sabine} de la mousse de mélamine en fonction de la fréquence pour différentes épaisseurs.	163
A1.9	Plan du coffrage utilisé pour fixer la mousse de mélamine au niveau du plancher de la veine d'essai.	163
A1.10	Plan du hublot gauche (sens pilote) en verre utilisé pour les mesures LDV.	164
A1.11	Plan du cadre utilisé pour fixer le hublot gauche sur les longerons de la veine d'essai.	164
A1.12	Plan du hublot droit (sens pilote) en bois utilisé pour les mesures LDV.	165
A1.13	Propriétés du laser SLIM 532 d'OXXIUS.	166
A1.14	Caractéristiques de l'optique d'émission et domaine mesurable par le vélocimètre laser Doppler développé.	167
A1.15	Emplacement de la porte de la chambre de tranquillisation modifiée pour l'ensemencement.	168
A1.16	Face interne de la porte de la chambre de tranquillisation modifiée pour l'ensemencement.	168
A1.17	Détail du système de fixation réglable et de l'extrémité de la canne d'ensemencement.	168

A1.18	Circuit du générateur d'aérosol ATM 210.	169
A1.19	Granulométrie du générateur d'aérosol ATM 210.	169
A1.20	Propriétés du DEHS.	169
A1.21	Schéma du photo-multiplicateur XP2020 de Photonis.	170
A1.22	Spectre et gain du photo-multiplicateur XP2020 de Photonis.	170
A2.1	Bruit de fond (dB) de la chambre anéchoïque du DMAE en fonction de la fréquence.	171
A2.2	Coefficients d'absorption et de réflexion de la chambre anéchoïque du DMAE en fonction de la fréquence.	171
A2.3	Réponse en fréquence du microphone B&K 1/4" 4938.	172
A2.4	Dispositif utilisé pour les mesures de directivité.	172
A2.5	Réponse en fréquence du microphone B&K 1/4" 4939.	173
A3.1	Dispositif utilisé pour les réglages du vélocimètre laser Doppler développé. . .	174
A3.2	Théodolite utilisé pour l'étalonnage du vélocimètre laser Doppler développé. .	175
A3.3	Schéma décrivant la détermination de la direction de référence du théodolite (Lavieille [149]).	175
A3.4	Schéma décrivant la mesure de l'angle d'un faisceau laser avec un théodolite (Lavieille [149]).	175

Liste des tableaux

II.1	Récapitulatif des propagateurs spectraux existants avec et sans écoulement subsonique uniforme.	65
II.2	Récapitulatif des propagateurs réels existants avec et sans écoulement subsonique uniforme.	66
III.1	Récapitulatif des tailles de grille L et des angles solides θ associés aux différents nombre de points testés pour une distance inter-capteur de $\Delta x = \Delta y = 0.03$ m.	78
III.2	Récapitulatif des paramètres définissant la grille de mesure optimisée pour l'étude de sources acoustiques rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme.	81
III.3	Récapitulatif des performances des propagateurs convectés existants en fonction du type d'opération et de quantité acoustique souhaités.	93
A1.1	Caractéristiques du microphone de référence (B&K 1/4" 4938).	162
A1.2	Caractéristiques de la mousse de mélamine.	163
A1.3	Caractéristiques du générateur d'aérosol ATM 210.	167
A2.1	Caractéristiques du microphone de référence (B&K 1/4" 4938).	172
A2.2	Caractéristiques du microphone de référence (B&K 1/4" 4939).	173

Introduction

Aujourd'hui, l'expansion économique et démographique des grandes villes entraîne une croissance du trafic aérien et l'augmentation des nuisances sonores associées, notamment au voisinage des aéroports. Par conséquent, l'écologie et la notion de développement durable prenant une part de plus en plus importante dans les décisions politiques, les réglementations (taxes...) concernant l'impact environnemental de ce trafic sont de plus en plus strictes. La réduction du bruit émis par les avions devient donc un défi majeur pour les avionneurs. Dans ce but, la NASA s'est fixée des objectifs de réduction du bruit des aéronefs de l'ordre de 10 dB en 10 ans [1]. Les instances européennes (recommandations ACARE 2020 [2]) ont également réagi et fixé des objectifs de réduction de 50% du bruit perçu des aéronefs d'ici 2020 par rapport aux niveaux de l'an 2000. Cela revient à réduire le bruit perçu des avions de 10 dB au décollage ou à l'atterrissage, et représente un vrai défi compte tenu des réductions obtenues au cours des 50 dernières années (voir Figure 1). Pour répondre à ces recommandations, une Initiative de Recherche pour l'Optimisation acoustiQUe Aéronautique (IROQUA) [3] a été lancée en 2005 par les cinq principaux acteurs de la recherche aéronautique française (CNRS, ONERA, Airbus, Dassault, Safran). Ce réseau collaboratif mutualise les travaux menés en France sur la réduction du bruit des aéronefs en collaboration avec la Direction Générale de l'Aviation Civile (DGAC) et le COncil pour la Recherche Aéronautique Civile (CORAC). IROQUA s'attaque à la réduction du bruit à la source (aéronefs, moteurs, équipements...) ainsi qu'aux stratégies de contrôle du vol et du trafic (procédures opérationnelles et trajectoires à faible bruit). Les sources de bruit d'origine d'aérodynamiques, dites *aéroacoustiques*, produites par les avions sont multiples et complexes. Une meilleure connaissance de ces sources est donc indispensable pour pouvoir élaborer une stratégie de réduction efficace du bruit généré. La caractérisation de sources aéroacoustiques en phase d'avant-projet sur maquettes en soufflerie est donc un enjeu majeur pour l'aéronautique.

Dans ce but, des techniques d'imagerie acoustique applicables en soufflerie ont été développées. L'Antennerie (en anglais Beamforming) a été développée par Soderman *et al.* [4] dans les années 1970. Il s'agit d'une méthode permettant de localiser des sources acoustiques à partir de mesures microphoniques effectuées en champ lointain. L'hypothèse de base de cette méthode est que le champ acoustique mesuré est généré par une répartition de sources acoustiques monopolaires. Cependant, l'utilisation de méthodes inverses est requise pour obtenir le niveau sonore des sources étudiées. Il a également été montré que des corrections doivent être apportées pour tenir compte notamment de la convection des ondes acoustiques par l'écoulement. Une autre méthode d'imagerie acoustique, l'Holographie acoustique de champ proche (en anglais Near-field Acoustic Holography) a été développée par Williams *et al.* [5, 6] dans les années 1980. Cette technique a récemment été appliquée à la caractérisation de sources aéroacoustiques en soufflerie par Kwon *et al.* [7] fin 2010. Cette méthode permet de localiser et quantifier des sources acoustiques rayonnant au sein d'un écoulement subsonique uniforme à partir de mesures microphoniques effectuées en champ proche, au moyen de propagateurs spatiaux convectés dits spectraux. L'intérêt de cette méthode est que l'effet de l'écoulement est pris en compte

directement par ces propagateurs, et qu'aucune hypothèse n'est faite sur la nature du champ acoustique étudié. Cependant, l'introduction d'une grille de microphones en champ proche dans l'écoulement perturbe les mesures ainsi que la structure de l'écoulement près de la source.

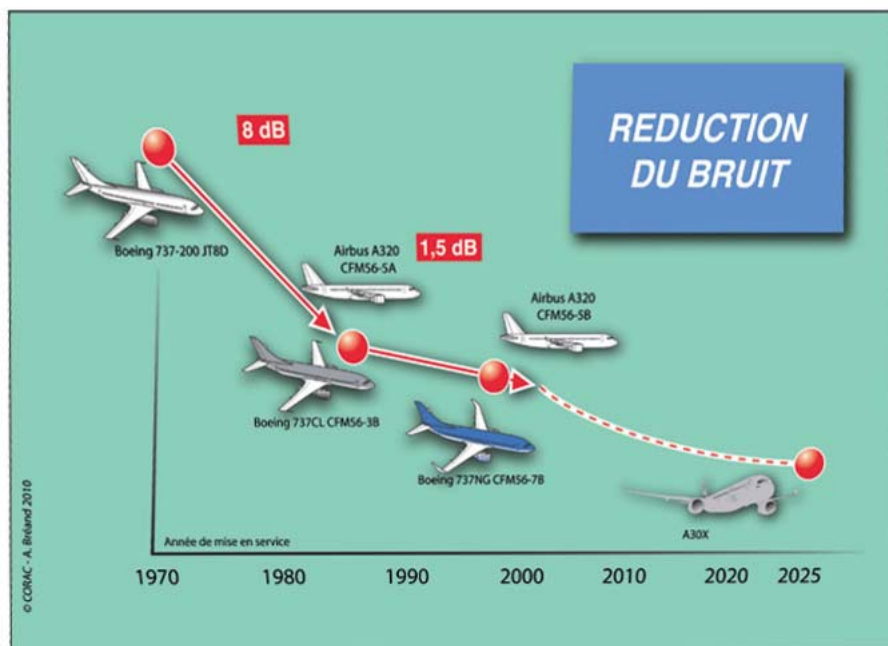


Figure 1: Evolution de la réduction du bruit des avions au cours des 50 dernières années (CORAC 2010).

C'est dans ce contexte que cette thèse est menée (Chapitre I). Elle consiste à appliquer l'Holographie acoustique de champ proche à la caractérisation de sources aéroacoustiques en soufflerie, à partir de mesures non-intrusives effectuées par Vélocimétrie Laser Doppler (en anglais Laser Doppler Velocimetry). La démarche consiste dans un premier temps à étendre l'application de l'Holographie acoustique de champ proche à la caractérisation de sources acoustiques rayonnant au sein d'un écoulement subsonique uniforme (Chapitre II). Dans ce but, des équations de propagation acoustique convectées sont utilisées pour définir un ensemble de propagateurs spatiaux convectés dits réels. Ces propagateurs sont comparés à ceux développés par Kwon *et al.* [7], définis dans l'espace spectral. La capacité de ces différents propagateurs convectés (spectraux, réels) à caractériser des sources acoustiques convectées est ensuite étudiée numériquement (Chapitre III). Dans ce but, des combinaisons de sources monopolaires et dipolaires convectées corrélées ou non, représentatives des sources aéroacoustiques classiques (bec, cavités...), servent de base à une étude paramétrique. Enfin la méthode développée est validée dans la soufflerie subsonique de recherche à veine fermée dite *Juju* de l'ONERA (Chapitre IV). Dans ce but, un montage expérimental spécifique est défini et réalisé afin d'étudier la convection du rayonnement acoustique d'une source monopolaire (haut-parleur guidé) dans la veine d'essai. Une campagne de mesures LDV est ensuite menée pour obtenir différents champs de vitesse dans la veine d'essai. Les champs de vitesse acoustique correspondant sont extraits des champs de vitesse LDV par une technique de post-traitement spécifique, basée sur le rejet de la turbulence. L'application du traitement holographique développé à ces champs de vitesse acoustique permet à la fois de caractériser la source acoustique étudiée, de comparer les résultats obtenus par les différents types de propagateurs convectés, et de confirmer les résultats des simulations. La possibilité de prendre en compte des variations de l'écoulement dans la direction de reconstruction lors de la procédure holographique est également étudiée.

Chapitre I

État de l'art

Sommaire

1	Sources aéroacoustiques en aéronautique	7
1.1	Présentation des différents types de sources aéroacoustiques	8
1.2	Stratégies de réduction	10
2	Méthodes de mesure permettant l'étude de sources aéroacoustiques	11
2.1	Méthodes d'imagerie acoustique pour l'Aéroacoustique	12
2.1.1	Antennerie	13
2.1.2	Holographie acoustique de champ proche (NAH)	19
2.2	Méthodes optiques de mesure acoustique en écoulement	27
2.2.1	Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)	29
2.2.2	Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)	34
3	Conclusion	41

Après les premiers vols motorisés contrôlés autonomes en 1906 (voir Figure I.1), l'aviation s'est développée de manière spectaculaire au XX^{ème} siècle, notamment dans le domaine militaire lors de la première et la seconde guerre mondiale. Elle s'est également étendue au domaine civil dans un but commercial pendant l'entre-deux guerres, mais ce développement a été ensuite freiné par l'impact de l'aviation sur l'environnement : émission de gaz à effet de serre, nuisances sonores. C'est la volonté des avionneurs d'essayer de réduire ces nuisances sonores qui a donné alors naissance à l'*Aéroacoustique* dans les années 1950.



Figure I.1: Premier vol motorisé contrôlé autonome réalisé par Traian Vuia à Montesson le 18 mars 1906 (Wikipedia [8]).

L'Aéroacoustique est une discipline qui fait intervenir des phénomènes aérodynamiques et acoustiques variés, qui sont de plus fortement couplés. En général, on distingue deux aspects : la génération du bruit par les écoulements turbulents ou par l'interaction d'écoulements avec des corps solides, et le rayonnement des ondes acoustiques dans les écoulements stationnaires ou instationnaires jusqu'en champ lointain. Différentes approches peuvent être suivies, parallèlement ou non, pour améliorer la compréhension du bruit produit par un écoulement : les campagnes expérimentales de mesure du bruit, les modélisations théoriques, et les simulations numériques. Cette partie propose une brève présentation des sources aéroacoustiques présentes dans l'aéronautique, et une revue non exhaustive des différentes méthodes de mesure permettant l'étude de ces sources.

1 Sources aéroacoustiques en aéronautique

En aéronautique, et plus particulièrement sur les avions, les principales sources de bruit sont dues au moteur (bruit de jet, bruit de soufflante, bruit de combustion) et aux interactions de l'air avec le corps de l'avion en mouvement (bruit lié à la voilure, aux dispositifs hypersustentés, aux trains d'atterrissage). Ces sources de bruit, présentées sur les Figures I.2 et I.3, ont des contributions qui varient selon le régime de vol de l'appareil. Les phases de vol les plus critiques pour le voisinage des aéroports sont le décollage où le bruit de jet lié au moteur est prépondérant, et l'atterrissage où les bruits issus des interactions air-corps de l'avion sont du même ordre que les bruits issus des moteurs.

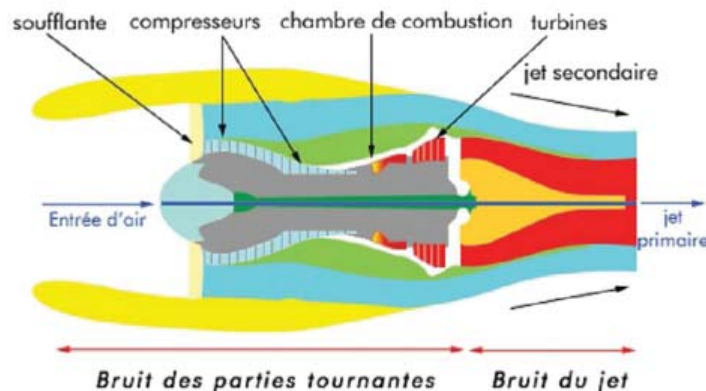


Figure I.2: Principales sources de bruit d'origine moteur produites par un avion (ADVOCNAR [9]).

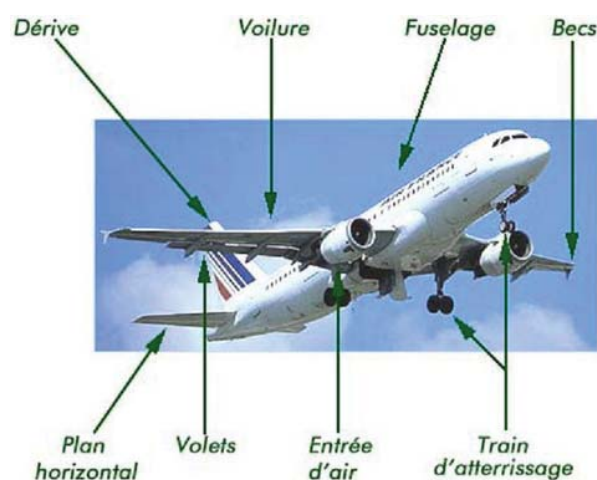


Figure I.3: Principales sources de bruit dues au déplacement du corps de l'avion dans l'air (ADVOCNAR [9]).

1.1 Présentation des différents types de sources aéroacoustiques

Différentes théories ont été développées dès les années 1950 pour améliorer la compréhension des sources aéroacoustiques (notamment grâce aux analogies de Lighthill, Phillips et Lilley, et aux travaux de Ffowcs Williams et Hawkins) [10]. La théorie développée par Lighthill permet d'explicitier les différents types de sources aéroacoustiques suivant la nature du phénomène considéré :

1. **Bruit de type monopolaire** : bruit émis par le déplacement de volume dû au déplacement d'une surface rigide. Cette source peut être schématisée par une particule dont le rayon varie de façon à créer un débit masse, donnant lieu à un rayonnement acoustique. Le bruit qui en résulte est appelé bruit d'épaisseur. Un exemple est le bruit dû au déplacement d'air autour des aubes de soufflantes. Cependant ce bruit est négligeable pour les profils d'aube minces et sa contribution est souvent inférieure aux autres types de bruits générés par l'interaction du rotor avec l'écoulement [11]. Des sources de bruit de type monopolaire peuvent aussi être générées par un autre mécanisme. C'est le cas du bruit de cavité qui résulte du couplage aéroacoustique-instabilités créé par l'interaction de la couche de mélange présente à la surface de la cavité avec l'obstacle constitué par le coin de la cavité. Ce couplage peut, suivant la géométrie de la cavité et la nature de l'écoulement, produire un rayonnement acoustique de type monopolaire [12] (voir Figure I.4).

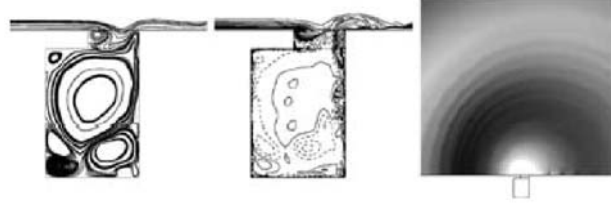


Figure I.4: Champs hydrodynamique et acoustique d'une cavité parallélépipédique soumise à un écoulement à $M = 0.147$ (Moon *et al.* 2003 [12]).

2. **Bruit de type dipolaire** : bruit dû aux forces aérodynamiques exercées par une surface solide sur un fluide. On peut concevoir cette source comme un sphère pulsante dont le centre oscille. Il constitue la partie essentielle du bruit aéraulique dans les machines tournantes [13] et une part importante du bruit d'origine aérodynamique produit par les avions. Par exemple les bruits générés par les interactions entre un profil d'aile et un écoulement : le bruit de bec [14] (voir Figures I.5) ainsi que le bruit de bord de fuite [15] (voir Figure I.6) sont de nature dipolaire, l'orientation du dipole et l'intensité du bruit émit dépendant de l'incidence et de la géométrie du bec ou du profil. Le lâcher de tourbillons créé au bord de fuite du bec ou du profil serait à l'origine de ce bruit de nature dipolaire très marqué en fréquence correspondant à une raie sur le spectre acoustique (voir Figure I.5b). Dans le cas du bec, la zone de recirculation présente à l'intérieur de la cavité génère également un bruit large bande situé plus bas en fréquence (voir Figure I.5b). Le bruit généré par un cylindre en écoulement (le mât d'un train d'atterrissage par exemple) est aussi de nature dipolaire [16] ainsi que le bruit généré par certaines cavités [17].

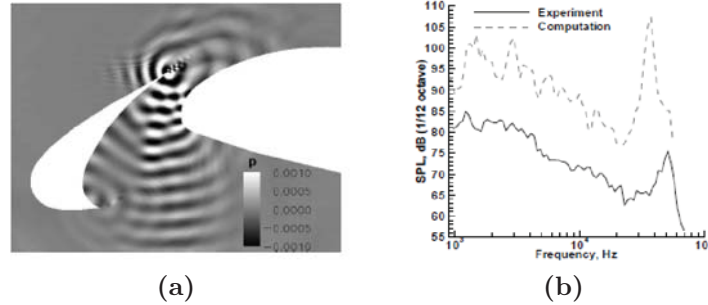


Figure I.5: Champs de pression fluctuante instantanés autour d'un bec à bord de fuite émoussé et à angle de braquage de 30° (a), Spectre acoustique correspondant (b) (Khorrami 2003 [14]).

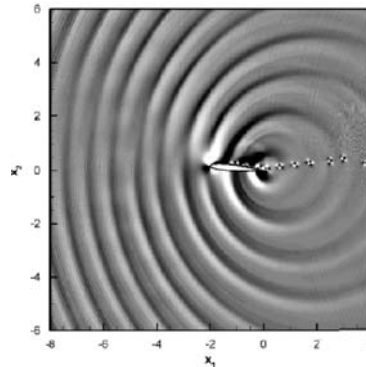


Figure I.6: Contours instantanés de dilatation pour un NACA 0012 à $\alpha = 5^\circ$ dans un écoulement à $M = 0.4$ (Sandberg *et al.* 2009 [15]).

3. **Bruit de type quadripolaire** : bruit caractéristique de l'écoulement turbulent résultant d'une distribution de contraintes dans le champ de l'écoulement. Le bruit de jet en sortie de tuyère en est le meilleur exemple. Le rayonnement acoustique associé aux jets est de nature très complexe car lié à la nature turbulente de l'écoulement au sein du jet : turbulence de petite échelle mais aussi structures cohérentes de grande échelle créées par les ondes d'instabilités de l'écoulement. Différents phénomènes de génération de bruit peuvent intervenir dans le bruit de jet comme le "screech" qui est un rayonnement harmonique intense observé vers l'amont de l'écoulement, ou le bruit de choc lié à la formation de cellules de choc au sein des jets supersoniques. Ces différentes sources de bruit peuvent également subir des phénomènes de convection et de réfraction à travers la couche de mélange avant de rayonner en champ lointain. De très nombreuses études (synthétisées référence [18]) ont été menées sur ce sujet permettant d'améliorer la compréhension des mécanismes de génération du bruit. Il a été montré par exemple que le bruit d'un jet subsonique pouvait être décomposé en différentes composantes : dipolaire, quadripolaire, et octopolaire, la composante quadripolaire étant dominante [19, 20] (voir Figure I.7).

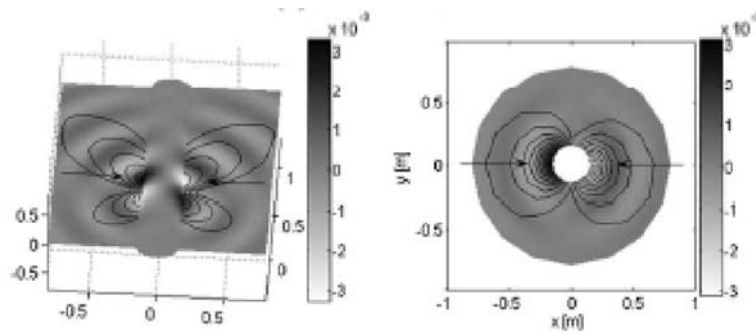


Figure I.7: Distributions 3D de pression acoustique et contours de pression réelle associés mesurés autour d'un jet subsonique (Lee *et al.* 2007 [19]).

Cette classification n'est pas exhaustive mais permet de mettre en évidence la nature complexe des sources de bruit dites aéroacoustiques. En effet, les mécanismes de génération du bruit aéroacoustique sont variés et font intervenir de manière couplée différentes disciplines liées à la mécanique des fluides : la turbulence, l'aérodynamique, les instabilités, l'acoustique... De plus, ces sources peuvent rayonner de façon différente suivant le régime et la nature de l'écoulement, et également interagir avec d'autres sources aéroacoustiques. C'est pourquoi l'Aéroacoustique est devenue une discipline à part entière.

1.2 Stratégies de réduction

Depuis les années 1950, le bruit généré par les moteurs d'avion a fait l'objet de nombreuses recherches faisant intervenir les industriels mais aussi les centres de recherche et les universités [21]. Des réductions significatives ont été obtenues grâce à l'utilisation de chevrons classiques [22] ou fluide [23], de mixers [24], de plasma [25] pour réduire le bruit de jet ; mais aussi par l'introduction des turboréacteurs double flux [26] et l'utilisation de liners acoustiques [27]. Le bruit d'origine aérodynamique issu des interactions entre l'air et le corps de l'avion, qui avait jusqu'alors une contribution d'ordre secondaire, est devenu comparable au bruit moteur notamment à l'atterrissage dans les années 2000. Une réduction supplémentaire du bruit des avions lors de la phase d'approche ne pouvait alors être obtenue que par une réduction conjointe de ce bruit et du bruit moteur.

Depuis le début des années 2000, les efforts des chercheurs se concentrent donc de plus en plus sur la réduction du bruit issu des interactions air-corps de l'avion, et plus particulièrement sur les trois principales composantes de ce bruit : les volets, les dispositifs de bord d'attaque et les trains d'atterrissage. Pour réduire le bruit produit par les volets, différentes solutions ont été expérimentées comme le contrôle passif (obstacles) ou actif (dispositif de soufflage) de l'écoulement à l'extrémité du volet [28]. Pour le bruit de bec par exemple, des traitements de surface poreux ont été utilisés pour contrôler l'écoulement de manière passive au niveau du bord de fuite du bec, donnant lieu à une réduction de bruit intéressante sans dégrader ses performances aérodynamiques [29] (voir Figure I.8). Une autre piste est l'utilisation de fentes aspirantes sur la paroi interne du bec, permettant de réduire le nombre de tourbillons s'échappant à travers l'espace situé entre le bord de fuite du bec et le bord d'attaque du profil d'aile en alimentant la zone de recirculation [30]. Dans le cadre du projet de recherche Européen SILENCER visant à réduire l'exposition de la communauté Européenne au bruit des avions, une étude a également été menée sur le design de trains d'atterrissage silencieux avancés [31]. Cette étude propose notamment l'utilisation de rampes déployables de type spoiler pour protéger la jambe du train, et de profilages pour protéger le compas, permettant une limitation du bruit issu des interactions entre la jambe et le sillage du compas. Ce projet a ensuite été suivi du projet Européen TIMPAN (Technologies to IMProve Airframe Noise) qui a notamment donné lieu à différentes études sur le bruit de bec.

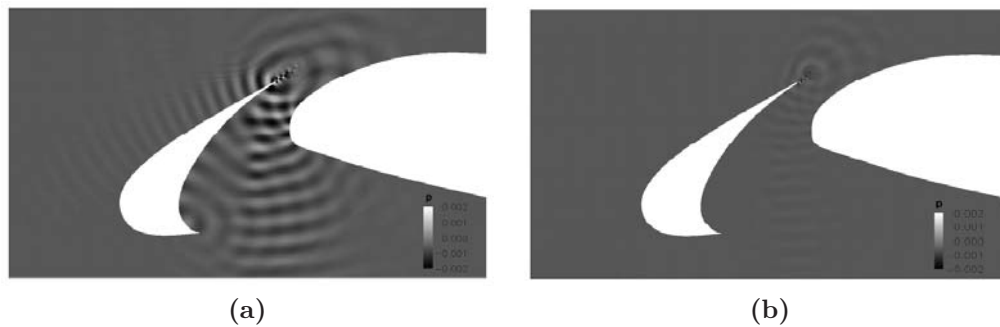


Figure I.8: Fluctuations de pression instantanées dues au lâcher de tourbillons au niveau du bord de fuite du bec sans contrôle (a), et avec contrôle (b) (Khorrami *et al.* 2003 [29]).

2 Méthodes de mesure permettant l'étude de sources aéroacoustiques

La physique associée aux sources aéroacoustiques étant très complexe, des méthodes de mesures ont été développées afin de permettre d'améliorer la compréhension des différents mécanismes de génération de ces sources, et de proposer des stratégies de réduction du bruit pertinentes. Deux approches différentes peuvent alors être utilisées : les méthodes d'imagerie acoustique qui permettent d'obtenir le champ acoustique dans le plan source à partir de mesures par grilles de capteurs déportées, et les méthodes de mesures optiques qui permettent d'acquérir le champ acoustique directement dans le plan source en effectuant des mesures non-intrusives au sein de l'écoulement.

2.1 Méthodes d'imagerie acoustique pour l'Aéroacoustique

Les méthodes d'imagerie acoustique sont basées sur l'utilisation d'une grille de capteurs (généralement composée de microphones) et d'un traitement associé permettant de localiser des sources acoustiques. Ces méthodes sont apparues en 1916 avec le brevet français de Chlowski et Langevin sur les premiers dispositifs de détection acoustique [32]. La première antenne acoustique fut alors utilisée par des Français pendant la 1^{ère} Guerre Mondiale afin de détecter les avions ennemis en approche [33] (voir Figure I.9). Cette antenne était divisée en deux sous-antennes composées de pavillons inversés répartis sur un hexagone. Chaque sous-antenne était reliée aux oreilles de l'opérateur par l'intermédiaire d'un guide d'onde. En orientant correctement les sous-antennes, les soldats pouvaient déterminer la provenance des sources sonores, c'est-à-dire des avions ennemis. Ce concept fut ensuite exploité par les militaires pour donner naissance au SONAR et au RADAR à la fin de la 2^{ème} Guerre Mondiale, mais aussi plus tard par les industriels, les médecins et les géologues.

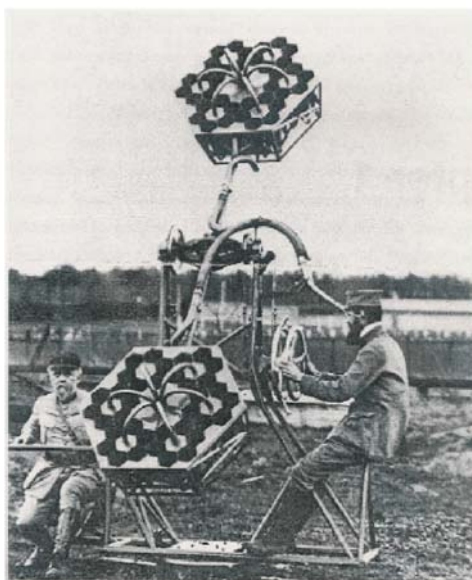


Figure I.9: Antenne acoustique utilisée durant la 1^{ère} Guerre Mondiale pour détecter les avions ennemis (Johnson *et al.* 1993 [33]).

Dans les années 1950, une méthode d'imagerie particulière, appelée *Holographie*, est développée par Gabor, qui obtiendra d'ailleurs un Prix Nobel de Physique pour cette découverte en 1971 [32]. L'Holographie est appliquée à l'acoustique pour la première fois en 1965 par Greguss sous le nom d'*Holographie acoustique*. Cependant, cette méthode est seulement une approximation du problème inverse de reconstruction de champs acoustiques mesurés en champ lointain vers les sources étudiées, avec une résolution limitée par la longueur d'onde de ces sources.

La première application d'une antenne acoustique en Aéroacoustique a été effectuée par Billingsley et Kinns [34] en 1974 dans le but de caractériser le bruit émis par le moteur à réaction du Concorde (moteur Rolls-Royce/SNECMA Olympus). Le système de localisation de source ainsi développé a été appelé *Télescope acoustique*. L'antenne utilisée était composée d'une répartition linéaire uniforme de 14 microphones reliés à un système d'acquisition. Après traitement des signaux, la position des sources pouvait être visualisée sur des images composées de pixels de différentes couleurs. Au même moment, deux autres techniques de localisation de sources aéroacoustiques sont également développées : la première appelée *Miroir acoustique* [35] (voir Figure I.10), et la seconde *Corrélation polaire* [36]. Cependant ces deux méthodes, plus coûteuses, ont été peu utilisées par la suite par comparaison au Télescope acoustique qui s'est

largement développé, se faisant appeler *Formation de voies* ou *Antennerie*.



Figure I.10: Exemple de localisation de sources par Miroir acoustique dans la soufflerie à veine ouverte DNW-LLF (Sijtsma 2004 [35]).

En 1980, Williams *et al.* [5, 6] développent une méthode dérivée de l'Holographie acoustique, plus tard appelée *Holographie acoustique de champ proche* [37, 38], qui résout de manière rigoureuse le problème de reconstruction acoustique, permettant une grande résolution des champs reconstruits grâce à la prise en compte des ondes évanescentes par une mesure en champ proche. Initialement développée pour localiser et estimer le champ acoustique émis par des sources situées dans un milieu au repos, cette méthode a été ensuite également appliquée à l'étude de sources aéroacoustiques à partir des années 1990.

Très récemment, des méthodes de localisation de sources aéroacoustiques différentes basées sur les techniques de *retournement temporel* [39, 40] ont également vu le jour.

Dans la suite de cette partie, une présentation des méthodes d'imagerie acoustique les plus utilisées en Aéroacoustique (basée sur [35, 41] et [42]), l'Antennerie et l'Holographie acoustique de champ proche, est proposée¹.

2.1.1 Antennerie

L'Antennerie (en anglais *Beamforming*), introduite par Billingsley et Kinns [34] en 1974, est basée sur l'hypothèse que le champ acoustique rayonné par les sources étudiées suit un certain modèle de source (généralement monopolaire). Cette technique permet alors, à partir de mesures de pression en champ lointain, de localiser des sources acoustiques en interprétant les retards de propagation mesurés entre chaque microphone de l'antenne et en connaissant la distance source-antenne (voir Figure I.11). La réponse de l'antenne indique alors la direction de la source sous la forme d'un sinus cardinal avec un lobe principal centré sur la source et des lobes secondaires d'amplitude plus faible décroissants avec la distance à la source. La résolution du champ acoustique obtenu par Antennerie (capacité à distinguer deux sources acoustiques proches) est traduite par la largeur de ce lobe principal. Elle est principalement fonction de la géométrie de l'antenne (distance source-antenne, envergure, distance inter-microphones) et de la nature de la source (longueur d'onde). La dynamique de mesure de la méthode (capacité à distinguer une source de faible niveau en présence d'une source de niveau plus élevé) est donnée par le rapport du niveau des premiers lobes secondaires par rapport à celui du lobe principal. Après la première application de l'Antennerie au moteur du Concorde en 1974, de nombreux

1. Il existe de nombreuses autres méthodes d'imagerie acoustique, notamment l'Intensimétrie et les méthodes IFRFM (Inverse Frequency Response Function Methods), qui ne sont pas détaillées ici car pas (ou peu) appliquées à l'étude de sources aéroacoustiques.

progrès techniques ont permis, entre autres, d'augmenter la fréquence d'échantillonnage, le nombre de microphones et la résolution des champs obtenus. Cela a permis le développement de méthodes de traitement de données dans les domaines fréquentiel (Antennerie conventionnelle, adaptative...) ou temporel (algorithmes "Delay and Sum", "Least Squares"...) [33, 35].

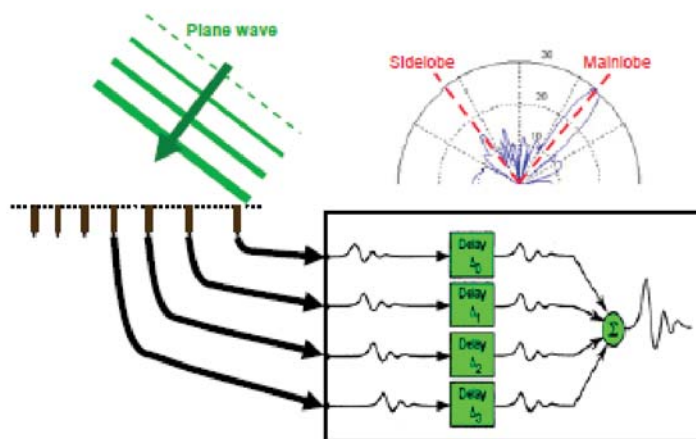


Figure I.11: Schématisation du principe de localisation de sources par Antennerie dans le cas simple d'une onde plane (Ginn *et al.* 2003 [43]).

2.1.1.a Application à l'étude de sources mobiles

Cette méthode a dans un premier temps été utilisée pour l'étude des sources mobiles, notamment dans le domaine des transports. King *et al.* [44] ont appliqué l'Antennerie à l'étude du bruit rayonné par un train roulant à grande vitesse (160 – 250km/h) au moyen d'une antenne de microphones linéaire en 1979. Cette campagne a permis de mettre en évidence la localisation des composants responsables du bruit : le rail, l'essieu de la roue, ainsi que leurs variations en fréquence. Beaucoup d'études se sont ensuite intéressées au bruit rayonné par les trains. Une technique de dé-Dopplérisation du signal due à la différence de vitesse entre l'antenne microphonique et le véhicule a été développée pour recalculer, à partir des signaux microphoniques, le signal source dans le repère mobile [45]. Ce problème se pose également pour l'étude du bruit rayonné par un avion. La première application de l'Antennerie à la localisation de sources générées par les avions en vol a été menée par Howell *et al.* [46] en 1986 sur le long-courrier tri-réacteur Lockheed Tristar. Cette étude a permis de localiser et de déterminer la fréquence de passage des pales des moteurs situés sur les ailes de l'avion. L'Antennerie a également été appliquée à l'étude de sources tournantes, c'est le cas de Blacodon *et al.* [47] qui ont utilisé cette méthode pour localiser les sources acoustiques produites par un rotor d'hélicoptère.

Ces études ont été réalisées avec des antennes microphoniques linéaires, dont la fréquence d'analyse est limitée par la distance inter-microphones. Pour résoudre ce problème, Brühl *et al.* [48] ont eu l'idée d'utiliser des antennes imbriquées, c'est-à-dire des antennes permettant de former plusieurs sous-antennes comportant un nombre de microphones et un espace inter-microphone plus petit que l'antenne principale, pour étudier les sources de bruit générées par les trains à grande vitesse. Cependant, ces antennes linéaires sont mal adaptées à l'étude de sources réparties sur un plan. C'est pourquoi des antennes bi-dimensionnelles en forme de croix apparaissent, permettant d'obtenir la répartition des sources acoustiques de véhicules en mouvement sur un plan [48, 49]. Toutefois, la qualité de ces cartographies acoustiques obtenues par Antennerie peut être altérée (présence de lobes secondaires de niveau élevé) quand le nombre de microphones de l'antenne est trop réduit par rapport à la dimension du plan étudié (antenne

en croix au lieu d'une antenne carrée pleine). Pour surmonter cette difficulté, Elias [50] a développé une méthode de traitement du signal, basée sur l'utilisation de matrices interspectrales de réseaux incomplètes. Ces nouvelles antennes, tout d'abord appliquées aux trains, ont également été utilisées pour localiser les sources de bruit produites par les avions. Une antenne imbriquée a par exemple permis de mettre en évidence le bruit de choc large bande associé aux jets supersoniques issus des moteurs de l'avion de combat Panavia Tornado [51] (voir Figure I.12). Une antenne en croix a également été appliquée à la localisation des sources acoustiques présentes à l'atterrissage d'un avion [52]. Par la suite, de nouvelles antennes (spirales logarithmiques [53], sphériques [54], aléatoires [35]) ont été développées pour réduire l'influence des lobes secondaires, et de nombreuses études ont été menées pour améliorer la connaissance des sources de bruit produites par les véhicules en mouvement : les avions, les trains et même les voitures [55].



Figure I.12: Antenne imbriquée de 29 microphones, permettant de former 3 antennes de 15 microphones, utilisée pour étudier les sources de bruit du Panavia Tornado (Michel *et al.* 1997 [51]).

2.1.1.b Application en soufflerie

Une autre application importante de l'Antennerie est l'étude de sources aéroacoustiques en soufflerie. Une des premières application de l'Antennerie en soufflerie a été menée par Sorderman *et al.* [4] en 1975. Dans ce cas, le milieu de propagation des ondes acoustiques (l'air) est en mouvement mais il n'y a pas d'effet Doppler car il n'y a pas de vitesse relative entre l'antenne microphonique et les sources acoustiques (maquettes). Plusieurs autres problèmes sont cependant liés à l'application de l'Antennerie en soufflerie. Certains d'entre eux peuvent être résolus lors de la procédure de traitement de données.

C'est le cas du bruit de fond lié à la présence de l'écoulement qui peut atteindre des niveaux importants et perturber la mesure. Dougherty [56] recommande d'utiliser une méthode d'élimination de ce bruit par suppression des éléments diagonaux de la matrice interspectrale, proche de la méthode proposée par Elias [50]. Cette technique a été rapidement étendue au domaine temporel [57]. Cependant, cette méthode n'est valable que lorsque l'échelle de corrélation spatiale correspondant au bruit de fond est relativement faible devant la distance inter-microphones. Bulté [58] a ensuite proposé une approche subs spatiale basée sur la Décomposition en Valeurs Singulières Généralisée (GSVD) pour éliminer le bruit de fond avant d'appliquer la procédure de localisation par Antennerie. Plus récemment, Blacodon [59] a développé une nouvelle méthode appelée Spectral Estimation Method With Additive Noise (SEMAN) utilisant un bruit de référence pour s'affranchir du bruit de fond. Le second problème lié à l'application de l'Antennerie en soufflerie est la convection des ondes acoustiques par l'écoulement moyen qui peut entraîner des erreurs de localisation de la source, notamment pour des écoulements à

haute vitesse. Dougherty [56] a également montré que la prise en compte des effets de convection des ondes acoustiques par l'écoulement pouvait être faite lors du traitement des données en utilisant une fonction de Green convectée. Ces deux problèmes se posent quelle que soit la soufflerie utilisée.

Dans les souffleries à veine fermée, l'antenne est placée en paroi et donc soumise à des perturbations de pression d'origine hydrodynamique dues à la présence de la couche limite sur les microphones. Des matériaux poreux de type "wire mesh" peuvent être utilisés pour recouvrir l'antenne microphonique et la protéger du bruit généré par la couche limite. Un autre problème résulte des réflexions acoustiques dans la veine d'essais qui ne sont pas prises en compte par la fonction de Green associée au modèle de source utilisé. L'influence de ces réflexions a aussi été étudiée par Dougherty [56], et plus particulièrement par Guidati *et al.* [60] qui les ont prises en compte en incluant les sources images créées par chaque réflexion dans la procédure de localisation. Des essais portant sur la localisation d'un point source en soufflerie à veine fermée ont montré que cette méthode donne de bons résultats. Plus tard, Pascal *et al.* [61] ont proposé d'utiliser une antenne dite "double-couche" (c'est-à-dire deux antennes superposées) pour pouvoir séparer les contributions des sources situées de chaque côté de l'antenne dans une cabine de véhicule.

Une façon de s'affranchir de ces problèmes de réflexion est d'utiliser une soufflerie à veine ouverte. Dans ce cas, l'antenne est placée à l'extérieur de l'écoulement, mais la déviation des ondes acoustiques par la couche de cisaillement présente entre les sources et l'antenne de microphones doit être corrigée pour éviter les erreurs de localisation (voir Figure I.13). Pour cela, Humphreys *et al.* [53] ont utilisé une approche géométrique basée sur les théories de Snell et Amiet. Plus récemment, Bahr *et al.* [62] ont mené une étude expérimentale complète pour évaluer la qualité de la correction basée sur le modèle d'Amiet, ce, sur trois configurations d'écoulement : uniforme, derrière un profil d'aile (NACA 63-215 Mod-B) et derrière un train d'atterrissage (modèle réduit du Gulfstream G550). Cette étude a montré que ce type de correction donne de bons résultats tant que la source n'est pas située dans une zone d'écoulement complexe, comme un sillage par exemple. Parallèlement, Padois *et al.* [63] ont étudié les performances de cette méthode au moyen d'un code de propagation basé sur les équations d'Euler linéarisées, montrant que cette correction est également valable pour des forts nombres de Mach subsoniques. Koop *et al.* [64] ont proposé d'utiliser une source sinusoïdale haute fréquence connue dans le plan source pour corriger l'erreur introduite sur la phase de l'onde au passage de la couche de cisaillement. Plus récemment, des études sur la détermination de fonctions de Green permettant de décrire la propagation des ondes acoustiques dans des écoulements complexes ont été menées [65, 66]. De nombreux autres articles traitent de l'application de l'Antennerie en soufflerie.

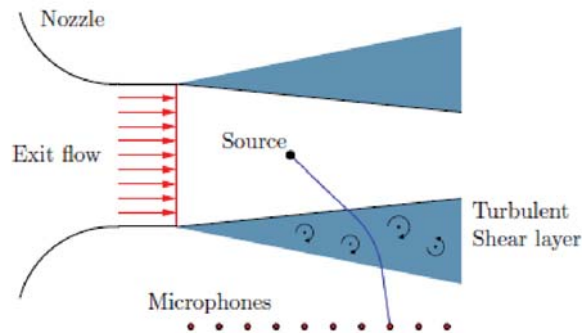


Figure I.13: Représentation schématique de la déviation des ondes acoustiques à travers la couche de cisaillement lors de l'application de l'Antennerie en soufflerie à veine ouverte (Koop *et al.* 2005 [64]).

2.1.1.c Développement de méthodes inverses

En utilisant les différentes améliorations proposées ci-dessus, l'Antennerie est un outil performant pour la localisation de sources aéroacoustiques en soufflerie. Cependant, l'amplitude des champs acoustiques peut être délicate à obtenir avec précision, notamment quand ce champ est issu du rayonnement de plusieurs sources proches. Pour améliorer l'estimation de l'amplitude des champs acoustiques, différents types de méthodes inverses ont donc été développés.

Tout d'abord des méthodes basées sur des algorithmes de déconvolution. Une méthode itérative simple pour inverser les matrices de convolution est l'algorithme CLEAN qui a été appliqué pour la première fois à l'étude de sources aéroacoustiques par Dougherty *et al.* [67] en 1998. Cette méthode consiste à relier la distribution de sources décorréées aux pressions mesurées par l'antenne par l'intermédiaire d'une matrice de transfert contenant la fonction de Green associée au modèle de source utilisé. De cette manière, l'influence des lobes secondaires ainsi que le décalage fréquentiel dû à l'effet Doppler sont supprimés. Cette méthode a été plus tard étendue par Sijtsma [68] à l'étude de sources cohérentes (CLEAN-SC), et par Dougherty *et al.* [69] à la création d'images par bandes d'octave (TIDY). Une autre méthode de déconvolution, DAMAS, basée sur la résolution d'un unique grand système linéaire d'équations tenant compte de l'influence réciproque des différents points de l'antenne sur les autres, a été développée par Brooks *et al.* [70] en 2004. Cette technique a été également rapidement étendue à l'étude de sources cohérentes (DAMAS-C) [71]. Deux autres variantes de cette méthode (DAMAS2 et DAMAS3) ont été également proposées pour améliorer la rapidité de l'algorithme [72]. Les performances de la méthode DAMAS2 ont ensuite été comparées à deux autres méthodes de déconvolution : la méthode de Richardson-Lucy utilisée en astronomie, et une méthode de type NNLS (Non-Negative Least-Squares) modifiée [73]. Plus récemment, les méthodes DAMAS, DAMAS2, CLEAN, et CLEAN-SC ont été étendues à l'étude de sources mobiles par intégration de l'effet Doppler à la fonction de Green utilisée pour le modèle de source monopolaire [74].

D'autres types de méthodes inverses, basés sur la mesure de matrices interspectrales, ont également vu le jour. Une méthode paramétrique utilisant la minimisation de l'erreur quadratique moyenne entre la matrice interspectrale mesurée par l'antenne et une modélisation de cette matrice, a notamment été développée par Blacodon *et al.* [75] en 2003. Cependant, la solution obtenue par cette technique n'est pas unique. Une extension de cette approche pour l'étude de sources directives, appelée SODIX, a tout de même été proposée et appliquée à la caractérisation des sources de bruit d'un moteur d'avion par Michel *et al.* [76].

Des méthodes d'Antennerie dites "subspatiales", basées sur la décomposition en vecteurs propres et valeurs propres de la matrice interspectrale, ont aussi été proposées. Dans ce cas, chaque valeur propre représente la puissance totale liée à une distribution de sources cohérentes, alors que les vecteurs propres représentent les réponses en phase des microphones pour ces distributions de sources. C'est le cas de l'algorithme MUSIC (Multiple Signal Classification) qui a été appliqué par Long [77] à la localisation de sources aéroacoustiques dans une soufflerie transsonique en 2003. El Kassiss *et al.* [78] ont montré plus tard que cette méthode était plus performante lors de l'utilisation d'antennes linéaires non-uniformes. Plus récemment, une autre méthode subspatiale a également été proposée par Sarradj [79], utilisant les valeurs propres du signal subspatial pour estimer le niveau des sources étudiées. Cette technique a donné de bons résultats lors de l'étude des sources générées par un haut-parleur et un bord de fuite de profil d'aile en soufflerie. L'Antennerie Inverse Généralisée (GIB), également basée sur la décomposition de la matrice interspectrale en valeurs et vecteurs propres, a été développée en 2008 par Suzuki [80]. Cette méthode présente l'intérêt de pouvoir identifier une distribution de sources multipolaires décorréées ou corrélées, contrairement aux autres techniques d'Antennerie qui sont limitées à l'étude de sources monopolaires (Antennerie conventionnelle) ou

dipolaires [81, 82]. Différentes études se sont ensuite intéressées à l'étude de sources directives [83, 84]. En 2011, Suzuki [84] a comparé les performances de différentes méthodes d'Antenne-rie (conventionnelle, adaptative, CLEAN-SC, DAMAS2.1, GIB) pour la localisation de sources monopolaires et dipolaires générées par un aileron d'avion (voir Figure I.14), montrant l'intérêt de la méthode GIB.

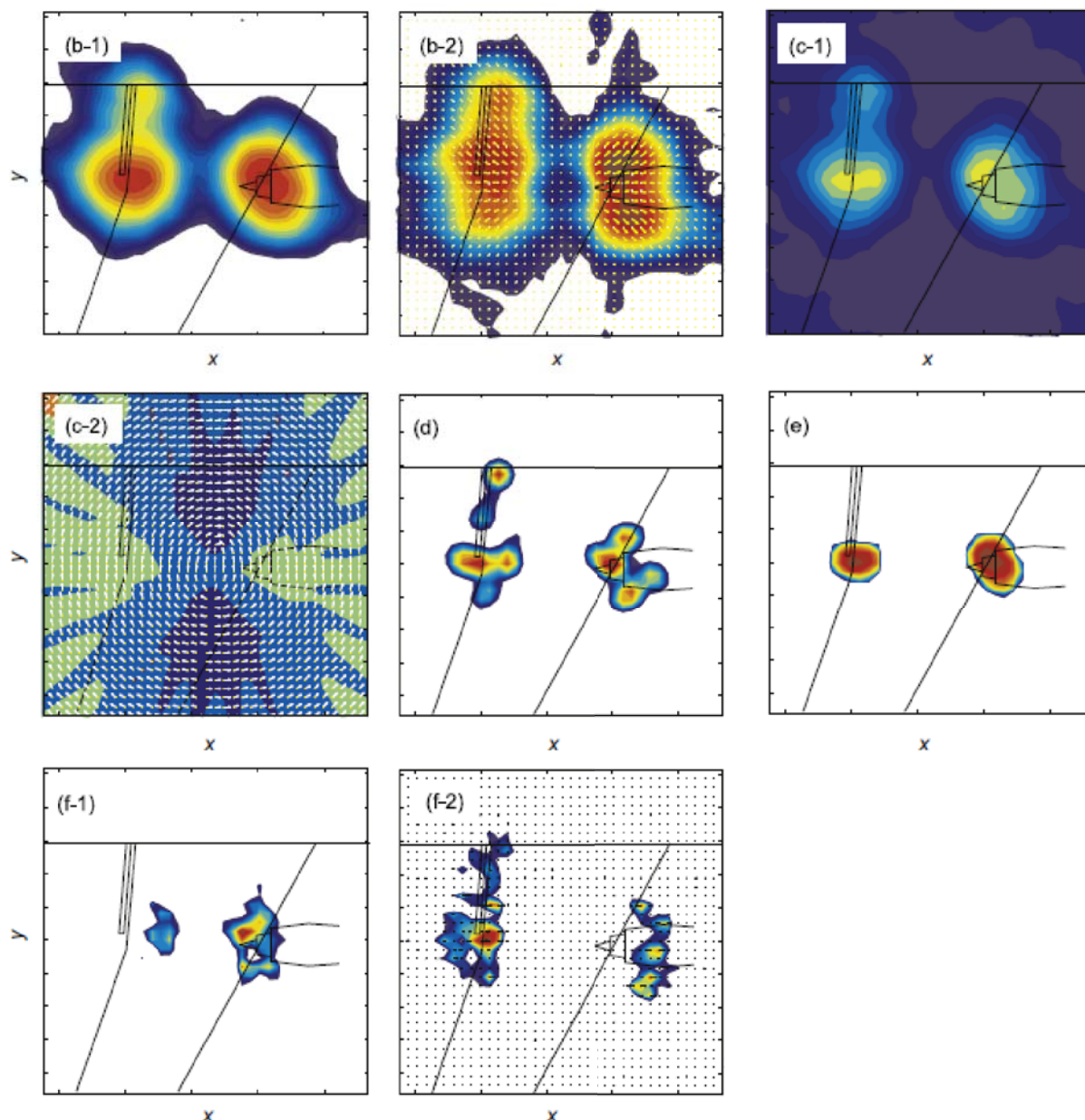


Figure I.14: Comparaison des cartographies acoustiques de l'aileron haute vitesse situé entre les volets intérieur et extérieur d'un avion en phase d'approche à 12232 Hz : (b-1) Antenne-rie conventionnelle (source monopolaire), (b-2) Antenne-rie conventionnelle (source dipolaire), (c-1) Antenne-rie adaptative (source monopolaire), (c-2) Antenne-rie adaptative (source dipolaire), (d) CLEAN-SC (438 itérations), (e) DAMAS2.1 (100 itérations), (f-1) Antenne-rie inverse généralisée (source monopolaire) (24 itérations), (f-2) Antenne-rie inverse généralisée (source dipolaire) (24 itérations). Contours de niveau sur 10 dB avec 0.5 dB d'incrément. Les deux familles de flèches sur les cartographies associées aux sources dipolaires indiquent l'orientation des dipôles. (Suzuki 2011 [84]).

La plupart de ces méthodes inverses nécessitant une connaissance à priori des sources étudiées, de nombreuses méthodes de régularisation de matrices ont été développées et appliquées à l'Antenne-rie (voir par exemple [85, 86]).

2.1.2 Holographie acoustique de champ proche (NAH)

L'Holographie acoustique de champ proche (en anglais *Nearfield Acoustic Holography*), introduite par Maynard *et al.* [37, 38] dans les années 1980, est une méthode performante d'imagerie acoustique dans un milieu au repos. Cette méthode permet, à partir de la mesure du champ acoustique près des sources dans un plan appelé *plan hologramme*, d'étudier le rayonnement (propagation) ou de caractériser (reconstruction vers le plan source) des sources acoustiques (voir Figure I.15). La propagation ou la reconstruction du champ acoustique mesuré (ou hologramme) est assurée par des propagateurs spatiaux permettant d'obtenir les champs de pression acoustique, de vitesse acoustique, d'intensité acoustique et, par là même, de puissance acoustique. L'évaluation de ces champs acoustiques s'effectuant dans l'espace spectral à partir de transformées de Fourier rapides (FFT) du champ hologramme, cette méthode est peu coûteuse en terme de temps de calcul. La procédure de reconstruction holographique est particulièrement intéressante, car elle permet d'obtenir le champ acoustique dans le plan source, donnant accès à la localisation et au niveau sonore des sources étudiées.

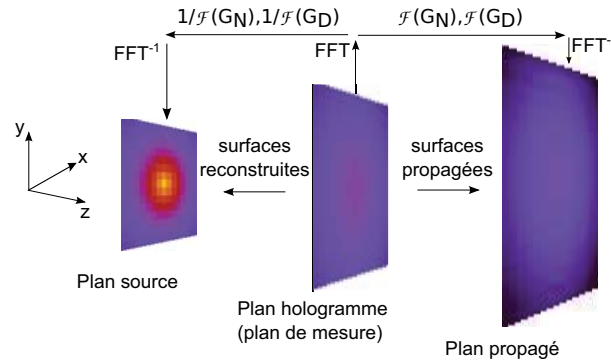


Figure I.15: Schématisation du principe de l'Holographie acoustique de champ proche (NAH).

La résolution des champs acoustiques obtenus par NAH n'est pas limitée par la longueur d'onde en basses fréquences comme en Holographie acoustique ou en Antennerie conventionnelle, mais dépend de la distance plan source-plan hologramme (qui est faible car la mesure est effectuée en champ proche) et de la dynamique de mesure (ou rapport signal sur bruit) [42] (voir Figure I.16). C'est la prise en compte des ondes évanescentes, présentes à l'extérieur d'un cercle de rayon égal au nombre d'onde k associé aux sources étudiées dans l'espace spectral et appelé *cercle de rayonnement* [42], qui permet d'augmenter cette résolution.

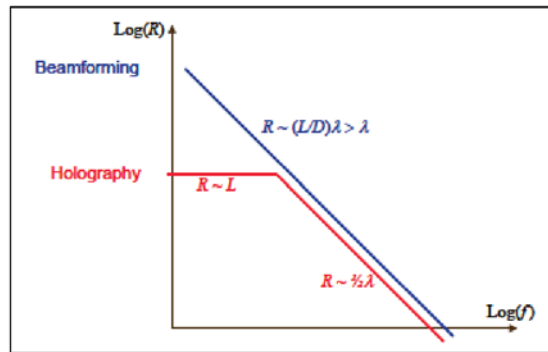


Figure I.16: Schématisation des résolutions R des méthodes d'Holographie acoustique de champ proche (NAH) et d'Antennerie conventionnelle avec : L distance de mesure, D diamètre de l'antenne, λ longueur d'onde de la source, f fréquence de la source (Gade *et al.* 2003 [87]).

La NAH a été initialement proposée pour des surfaces de mesure planes (Planar NAH), mais aussi cylindriques et sphériques [37]. Dans un premier temps essentiellement appliquée à des mesures du champ acoustique sur des surfaces planes, elle a été rapidement étendue à des surfaces de géométries quelconques par Veronesi *et al.* [88] en utilisant la Décomposition en Valeurs Singulières (SVD) de l'équation intégrale de Kirchhoff-Helmholtz discrétisée à la place des transformées de Fourier bidimensionnelles. En 1992, Bai [89] a amélioré la reconstruction de champs acoustiques de géométries quelconques en combinant la Méthode des Eléments Frontière (BEM) à la SVD, donnant naissance à la "BEM-based NAH", plus tard également appelée "Inverse BEM" (IBEM).

2.1.2.a Problèmes liés à l'utilisation des transformées de Fourier

La théorie liée à la NAH est basée sur l'acquisition du champ hologramme sur un plan infini et continu. En pratique, le caractère fini et discret de la mesure peut entraîner différents problèmes liés à l'utilisation des transformées de Fourier (détaillés dans [42] pages 89 à 113). En effet, la troncature du champ acoustique mesuré lorsque la grille de mesure est de dimension trop réduite par rapport au plan source, ou l'apparition de sources répliquées lorsque l'espace inter-capteurs est trop faible, peuvent entraîner des erreurs sur les champs reconstruits. Pour éviter cela, Williams [42] recommande d'utiliser une grille de mesure au minimum deux fois plus grande que le plan source afin de s'assurer d'acquérir la quasi-totalité du champ acoustique généré par les sources étudiées, et une distance inter-capteur de l'ordre de la distance plan source-plan hologramme et inférieure à la demi-longueur d'onde. Il conseille également d'utiliser une procédure de fenêtrage dans l'espace réel (une fenêtre de Tukey par exemple) associée à une extension du champ hologramme par des zéros ("zero-padding"), pour limiter la discontinuité entre le champ acoustique d'amplitude non-nulle mesuré sur les bords de la grille et le champ acoustique extérieur considéré comme nul pendant la procédure de reconstruction. Cependant, la multiplication du champ hologramme par une fenêtre dans l'espace réel modifie les propriétés de ce champ, entraînant de nouvelles erreurs inhérentes au processus de fenêtrage qui sont difficiles à estimer sans connaître le champ acoustique à l'extérieur de la zone de mesure. De nombreuses études se sont donc par la suite consacrées à ce problème.

En 2001, Steiner *et al.* [90] ont développé la méthode SONAH (Statistically Optimal Near-field Acoustic Holography) qui permet d'effectuer une reconstruction holographique en utilisant une procédure d'optimisation statistique dans le domaine réel, s'affranchissant ainsi des problèmes liés à l'utilisation des transformées de Fourier. Au même moment, Saijyou *et al.* [91] proposent une méthode de reconstruction holographique basée sur une extrapolation itérative du champ hologramme avant d'appliquer la procédure de reconstruction holographique, plus tard appelée "iterative patch NAH" (voir Figure I.17). Cette méthode a ensuite été améliorée, notamment par Williams *et al.* [92] qui ont ajouté une méthode de régularisation pour la procédure d'extrapolation, et qui ont utilisé une formulation holographique basée sur la SVD de la fonction de transfert du problème, permettant de l'appliquer à la méthode IBEM. En 2007, Lee *et al.* [19] ont également participé à l'amélioration de cette méthode en développant une procédure permettant d'effectuer l'extrapolation et la reconstruction du champ hologramme en une seule fois. Sarkissian [93] a développé une méthode d'extrapolation du champ hologramme différente, basée sur la méthode de superposition des ondes ("patch Equivalent Source Method" ou ESM). L'avantage de cette méthode est qu'elle permet à la fois d'extrapoler le champ mesuré et de l'interpoler en cas de "trou" dans la surface de mesure. Une autre façon d'éviter les problèmes de troncature est d'utiliser un pré-traitement par ondelettes pour diminuer leurs effets avant d'appliquer la procédure holographique [94]. L'intérêt de ce pré-traitement est qu'il peut être utilisé en complément des techniques de régularisation ou de l'"iterative patch NAH".

Plus récemment, une autre méthode d'extrapolation basée sur le calcul du champ acoustique à l'extérieur du plan hologramme à partir du champ acoustique mesuré sur les bords du plan hologramme ("linear predictive border-padding") a été développée par Scholte *et al.* [95].

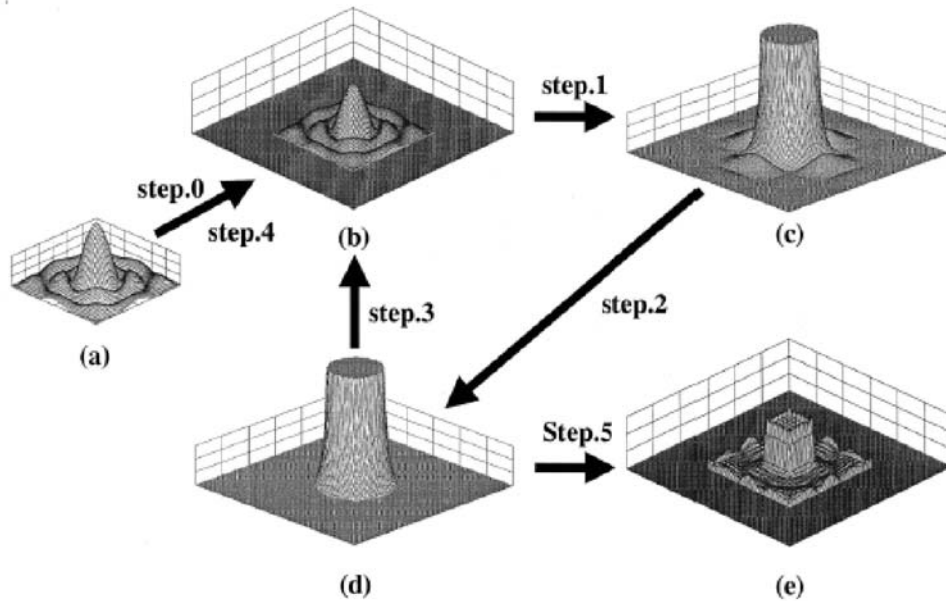


Figure I.17: Principe de la méthode d'extrapolation dans l'espace spectral utilisée pour l'"iterative patch NAH". Etape 0 : le champ hologramme est élargi par ajout de zéros, Etape 1 : le champ hologramme élargi dans l'espace spectral est obtenu par transformée de Fourier, Etape 2 : si le champ est correct, on passe directement à l'étape 5, sinon on élimine les composantes haute-fréquence, Etape 3 : le nouveau champ hologramme élargi est obtenu dans l'espace réel par transformée de Fourier inverse, Etape 4 : le nouveau champ hologramme élargi est corrigé par rapport au champ hologramme d'origine, Etape 5 : le champ acoustique est reconstruit par NAH à partir du champ hologramme élargi et corrigé obtenu à l'étape 2 (Saijyou *et al.* 2001 [91]).

2.1.2.b Gestion du problème inverse

La reconstruction holographique s'apparente à un problème inverse mal posé au sens d'Hadamard car elle amplifie de manière exponentielle les ondes évanescentes et éventuellement le bruit de mesure (erreur sur le positionnement, la calibration des microphones...) présents à l'extérieur du cercle de rayonnement, rendant le propagateur inverse instable. C'est pourquoi Williams [42] recommande d'utiliser un filtrage dans le domaine spectral (le filtre proposé par Veronesi *et al.* [38] par exemple) permettant de supprimer les ondes évanescentes au delà d'un certain nombre d'onde de coupure (voir Figure I.18). De nombreuses recherches ont ensuite été menées sur les méthodes de régularisation pour améliorer la qualité des champs acoustiques obtenus par méthode inverse [96, 97]. En 2001, Williams [98] présente une revue des différentes méthodes de régularisation applicables à la NAH : la méthode standard de Tikhonov, une version améliorée de la méthode de Tikhonov, la méthode d'itération de Landweber et la méthode du gradient conjugué ; ainsi que des méthodes de sélection des paramètres de régularisation : le principe de divergence de Morozov et la méthode de Validation Croisée Généralisée (GCV). Ces méthodes sont applicables aux géométries planes, cylindriques et sphériques. En 2005, Scholte *et al.* [99] ont montré l'intérêt d'utiliser une autre méthode de sélection des paramètres de régularisation, la méthode dite "L-curve", qui permet d'améliorer la reconstruction holographique en déterminant un nombre d'onde de coupure optimal. Cependant, les performances des méthodes de régularisation et d'estimation des paramètres de régularisation sont dépendantes du type de

sources, de leur distribution spatiale et du bruit de mesure. C'est pourquoi Scholte *et al.* [100] ont ensuite comparé la qualité des reconstructions obtenues avec différentes méthodes de régularisation, ce, pour différents types de sources. Suite à cette étude, ils ont proposé une méthode de régularisation robuste combinant un filtre de type exponentiel modifié, la méthode itérative dite COS (Cut-Off and Slope) et le critère ζ (basé sur le critère de la méthode L-curve). Gomes *et al.* [101] ont également comparé trois méthodes de détermination des paramètres de régularisation (L-curve, GCV, "Normalized Cumulative Periodogram" (NCP)) appliquées à trois méthodes holographique différentes (SONAH, IBEM, ESM), montrant que les performances des méthodes de détermination des paramètres de régularisation sont également dépendantes de la méthode holographique utilisée. Plus récemment, Martin *et al.* [102] ont proposé un autre moyen d'améliorer la reconstruction holographique : l'adaptation du propagateur. En effet, ils ont montré qu'il était possible de déterminer un propagateur adapté au problème étudié à l'aide d'un algorithme génétique utilisant les propriétés du champ hologramme. L'avantage d'utiliser ce propagateur adapté, est qu'il permet d'obtenir une reconstruction plus précise du champ acoustique tout en diminuant la régularisation à appliquer à la procédure de reconstruction.

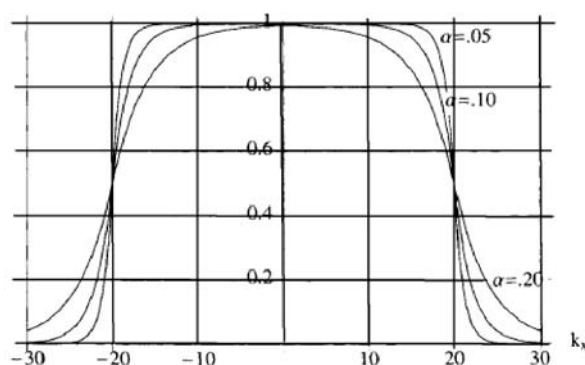


Figure I.18: Forme du filtre exponentiel proposé par Veronesi *et al.* [38] pour un nombre d'onde de coupure $k_c = 20$ et différentes valeurs de α (Williams 1999 [42]).

2.1.2.c Application à l'étude de sources aéroacoustiques

L'Holographie acoustique de champ proche, tout d'abord appliquée principalement à l'étude du rayonnement de structures vibrantes du fait de la prise en compte des ondes évanescentes, a été ensuite appliquée à l'étude de sources aéroacoustiques ou mobiles au début des années 1990.

Les premières applications de la NAH à l'étude de bruits d'origine aérodynamique ont été menées sur des voitures. En 1989, Hald [103] développe une méthode dérivée de la NAH, appelée NAH multi-références ou STSF (Spatial Transformation of Sound Fields). Cette méthode, basée sur un scan du plan hologramme et l'utilisation de microphones de référence, permet de reconstruire le champ acoustique à partir de la mesure des interspectres entre les points de la grille et les références. De cette façon, les champs acoustiques de différentes sources décorréliées peuvent être extraits, et le nombre de microphones utilisé peut être largement réduit par l'utilisation de quelques microphones (une ligne par exemple) parcourant le plan hologramme. Cette technique a été ensuite utilisée par Nakamura *et al.* [104] en soufflerie à veine ouverte pour étudier les sources de bruit d'origine aérodynamique présentes sur le flan d'une voiture. Cependant, cette méthode est basée sur l'hypothèse que le champ acoustique émit par les sources est stationnaire entre chaque mesure. C'est pourquoi Hald [105] a ensuite étendu la méthode STSF à l'étude de sources instationnaires. Ce problème a également été abordé par Kwon *et al.* [106] qui ont utilisé une SVD combinant les fonctions de transfert estimées pendant chaque scan avec les signaux de

référence moyennés sur la mesure complète pour supprimer les effets des instationnarités. Plus récemment, Paillasseur [107] a développé une méthode NAH temps-réel permettant d'étudier des sources de bruit fluctuantes. A la fin des années 90, Kwon *et al.* [108] proposent une méthode similaire à la STSF appelée "Moving Frame Acoustic Holography" (MFAH) (voir Figure I.19). Cette technique permet d'étudier des sources mobiles en utilisant une ligne de microphones fixe acquérant le champ hologramme de manière continue. De cette manière, un effet Doppler apparaît dû à la vitesse relative entre les sources mobiles et les microphones fixes. Cette méthode, tout d'abord limitée à l'étude de sources sinusoïdales, a ensuite été étendue à l'étude de bruit cohérent plus large bande [109]. Cependant, l'effet Doppler inhérent à cette méthode entraîne des erreurs lors de la reconstruction (décalage des positions des sources, distorsion des champs), notamment sur la phase des champs acoustiques. Park *et al.* [110] ont montré que ces erreurs étaient proportionnelles à la vitesse des sources, et qu'elles étaient négligeables pour les faibles nombres de Mach ($M < 0.1$). Ils ont également proposé un facteur de correction à appliquer pour réduire les erreurs dues à l'effet Doppler. Une seconde extension de la MFAH à l'étude de signaux transitoire a également été développée [111], permettant de visualiser les champs acoustiques issus des pneus et du moteur d'une voiture en mouvement.

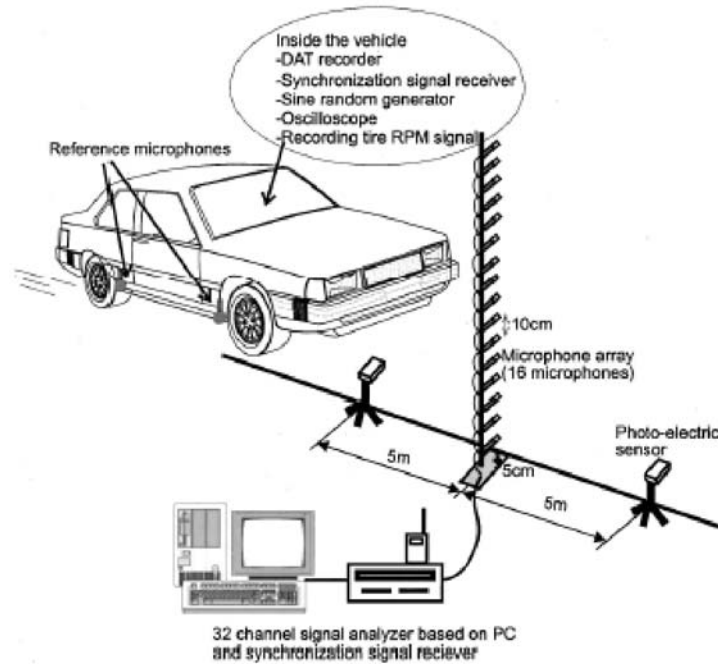


Figure I.19: Dispositif expérimental pour l'étude des sources acoustiques générées par une voiture en mouvement par MFAH (Park *et al.* 2001 [111]).

Plus tard, au début des années 2000, la méthode STSF basée sur une géométrie cylindrique a été appliquée à l'étude des sources aéroacoustiques et du rayonnement en champ lointain d'une soufflante carénée par Lee *et al.* [112]. Ils ont montré que, en utilisant une correction des effets dus à l'instationnarité des sources et une méthode de régularisation appropriée, la NAH permettait de caractériser le champ acoustique rayonné par la soufflante : en basses fréquences, la soufflante peut être considérée comme une source aéroacoustique dipolaire compacte. Cependant, les microphones de référence doivent être placés suffisamment près des sources pour obtenir une bonne corrélation entre les signaux de référence mesurés et les sources étudiées, et ne doivent pas être exposés à un écoulement trop important. Ces conditions n'étant pas toujours faciles à satisfaire, Kim *et al.* [113] ont proposé d'utiliser des références "virtuelles" dont la position optimale est déterminée en utilisant l'algorithme MUSIC, également utilisé en

Antennerie [33]. Lee *et al.* [114] se sont également intéressés à ce problème, proposant d'utiliser une régularisation de la matrice interspectrale et un grand nombre de références de manière à limiter à la fois l'effet du bruit de mesure et des variations temporelles du niveau des sources. Cette méthode, basée sur l'hypothèse que le bruit mesuré par chaque microphone de la grille est décorrélié du bruit mesuré par les autres, a été ensuite utilisée pour caractériser les sources acoustiques produites par un jet subsonique, montrant que ce type de jet peut être modélisé par une combinaison de sources acoustiques dipolaires, quadrupolaires et octopolaires décorréliées de contributions différentes [19]. Suite à cela, de nombreuses études se sont intéressées à la caractérisation du bruit de jet par NAH. Le bruit généré par les cellules de choc d'un jet supersonique a été évalué par Long [115] en utilisant une ligne de microphones placée le long du jet produit par une maquette de turboréacteur double flux. Dans ce cas, la structure acoustique du jet est obtenue par reconstruction du champ acoustique linéaire sur l'axe du jet en utilisant un propagateur incluant l'effet Doppler dû à la différence de vitesse entre le jet et les microphones. Cette méthode a été ensuite appliquée à l'étude du compromis bruit/performances de différents systèmes d'échappement de turboréacteurs [22, 24], de différentes conditions d'entrée d'air [116], et à l'étude des effets du vol [117]. Un système NAH portable (voir Figure I.20), permettant d'utiliser la méthode de "patch-NAH" ou la STSF à partir d'une grille de microphones rectangulaire se déplaçant le long de la couche de cisaillement produite à la frontière du jet, a même été développé pour caractériser le bruit d'un jet militaire à échelle 1 [118, 119].

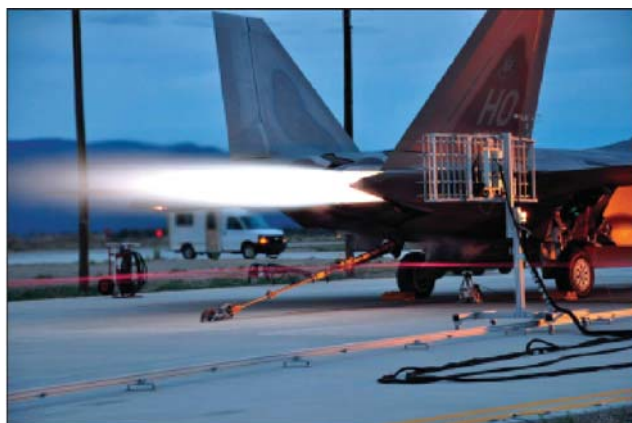


Figure I.20: Grille de mesure NAH et microphones de référence déployés le long du jet produit par un moteur de F-22 à la base de l'Air Force située à Holloman (James *et al.* 2010 [119]).

2.1.2.d Application en soufflerie

La capacité de l'Holographie acoustique de champ proche à caractériser des sources de bruit d'origine aérodynamique ayant été démontrée, des recherches ont été menées pour améliorer son application à la localisation de sources aéroacoustiques en soufflerie. Dans ce cas, le milieu de propagation des ondes acoustiques est en mouvement mais il n'y a pas d'effet Doppler comme lors de l'étude de sources mobiles (véhicules en mouvement, jets...). Cependant, comme pour l'Antennerie, différents problèmes sont liés à l'application de la NAH en soufflerie. C'est le cas du bruit de fond lié à la présence de l'écoulement qui est amplifié de la même manière que le bruit de mesure et les ondes évanescentes lors de la reconstruction holographique. Ce problème peut donc être traité en utilisant des méthodes de régularisation adaptées ou un pré-traitement des champs décomposés par SVD [7]. Le second problème lié à l'application de la NAH en soufflerie est la convection des ondes acoustiques par l'écoulement moyen.

En effet, les méthodes dérivées de la NAH présentées ci-dessus ne tiennent pas compte des effets de convection des ondes acoustiques par l'écoulement, entraînant des erreurs lors de la

reconstruction holographique des champs produits par les sources aéroacoustiques étudiées. C'est pourquoi Ruhala *et al.* [120] ont proposé une procédure NAH incluant les effets d'un écoulement subsonique uniforme au début des années 2000. Dans cette étude, l'équation d'onde convectée est utilisée pour déterminer des propagateurs spatiaux et un filtre spectral modifiés tenant compte de l'écoulement. Dans ce cas, il n'y a pas d'effet Doppler dans l'espace réel car les sources et le plan hologramme sont immobiles, mais un effet Doppler apparaît dans l'espace spectral, entraînant un décalage vers l'amont du cercle de rayonnement pour un écoulement parallèle au plan hologramme. Les simulations effectuées pour un monopole rayonnant dans un écoulement subsonique uniforme ont montré que cette procédure donne de meilleurs résultats que la procédure NAH classique. Cependant, cette méthode est basée sur l'hypothèse de faible nombre de Mach subsonique ($M < 0.2$). Pour s'affranchir de cette limitation, Kwon *et al.* [7] ont récemment proposé une procédure NAH permettant de caractériser des sources rayonnant dans des écoulements à haut nombre de Mach subsonique. Pour cela, l'équation d'onde convectée est cette fois utilisée pour déterminer une fonction de passage permettant de lier la représentation spectrale des champs acoustiques sans écoulement à celle avec un écoulement subsonique uniforme. De cette manière, le cercle de rayonnement séparant les ondes propagatives des ondes évanescentes dans l'espace spectral est transformé en ellipse par l'écoulement (voir Figure I.21). En utilisant cette fonction de passage, de nouveaux propagateurs spatiaux, permettant de reconstruire la pression ou la vitesse acoustique à partir d'un champ hologramme de pression acoustique, et un nouveau filtre spectral sont proposés. Des reconstructions numériques pour des monopoles rayonnants dans un écoulement uniforme à $M = 0.6$, et des reconstructions effectuées à partir de mesures du champ de pression généré par deux haut-parleurs dans une soufflerie anéchoïque à veine ouverte fonctionnant à faible nombre de Mach ($M = 0.12$), ont montré la pertinence de cette méthode. Pour réduire l'influence du bruit produit par les interactions entre la grille de microphones et l'écoulement, les microphones de la grille de mesure étaient protégés par des mousses, et les microphones de référence utilisés pour la décomposition des champs sources étaient placés en-dehors de l'écoulement. Une procédure de post-traitement, similaire à celle proposée par Dougherty [56] en Antennerie, consistant à supprimer les valeurs singulières associées au bruit produit par l'écoulement a également été appliquée.

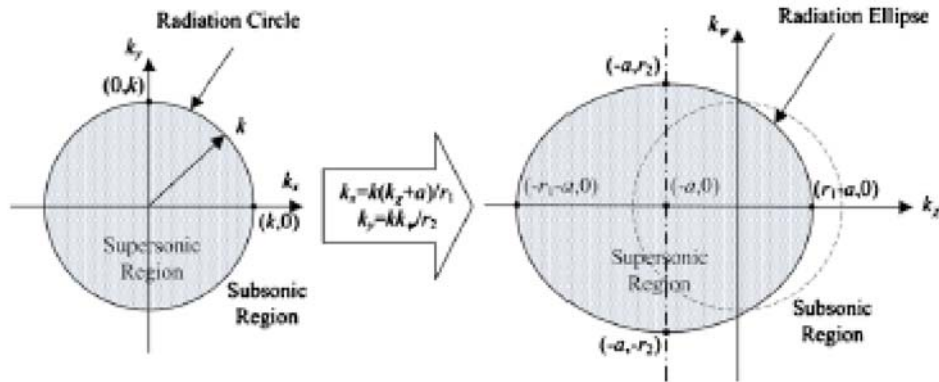


Figure I.21: Passage dans l'espace spectral du cercle de rayonnement sans écoulement à l'ellipse de rayonnement avec écoulement subsonique uniforme, avec : $a = kM/(1 - M^2)$, $r_1 = k/(1 - M^2)$ et $r_2 = k/\sqrt{1 - M^2}$ (Kwon *et al.* 2010 [7]).

Les problèmes liés au bruit de fond et aux effets de convection se posent quelle que soit la soufflerie utilisée. Il faut noter que la mesure en champ proche permet de s'affranchir des problèmes liés à la déviation des ondes acoustiques par les couches de cisaillement (soufflerie à veine ouverte) ou les couches limites (soufflerie à veine fermée). Par contre, l'application de la NAH en soufflerie à veine fermée pose un autre problème lié à l'hypothèse de propagation en

champ libre, c'est le problème de la pollution du champ mesuré par les réflexions acoustiques sur les parois de la veine. Cependant ce problème peut être traité de la même manière que les problèmes de réflexions acoustiques présents lors de l'application de la NAH en milieu confiné (études des sources acoustiques présentes à l'intérieur d'un habitacle de véhicule par exemple). La première étude de ce type a été menée par Villot *et al.* [121] en 1988. Cette étude présente une méthode dérivée de la NAH, plus tard appelée Phonoscopie [122], permettant d'étudier des structures vibrantes en milieu confiné. Le principe est simple, le champ acoustique est mesuré dans un plan parallèle et proche du mur excité et le mur faisant face au mur excité est recouvert de matériaux absorbants. De cette manière, la reconstruction holographique est effectuée en utilisant les équations de la NAH réécrites pour des ondes acoustiques se propageant dans une conduite rectangulaire. Après cela, la STSF a également été appliquée à la localisation de sources dans l'habitacle d'une voiture en recouvrant les parois non-étudiées de mousse absorbante [123]. En 2004, Wu [124] propose une méthode NAH hybride combinant les avantages des méthodes HELS (Helmholtz Equation Least-Squares method [125]) et IBEM de façon à séparer les ondes acoustiques incidentes et réfléchies. Suite à cela, de nombreuses études basées sur l'utilisation d'une méthode NAH associée à des mesures de pression dites "double-couche" (c'est-à-dire sur deux plans parallèles), permettant d'étudier des sources réparties de chaque côté des plans de mesure, ont vu le jour. Ces méthodes "double-couche", ont été utilisées avec la méthode SONAH [126], avec la méthode IBEM [127], et différentes comparaisons ont été effectuées pour étudier leurs performances par rapport à la méthode NAH classique [128, 129]. Il ressort de ces comparaisons que la méthode SONAH "double-couche" donne de meilleurs résultats que les méthodes "simple-couche" dans le cas de sources réparties de chaque côté des plans de mesure, et que la méthode IBEM "simple-couche" est plus performante que la méthode SONAH "double-couche" et la NAH classique en cas de réflexions se produisant du même côté de la grille que les sources.

2.1.2.e Influence de la nature du champ hologramme

Il convient de noter que l'Holographie acoustique de champ proche, principalement basée sur des mesures microphoniques de pression, a été également appliquée à partir de mesures d'intensité par Loyau *et al.* [130, 131] en 1988 avec le développement de la méthode BAHIM (Broadband Acoustic Holography from Intensity Measurements). L'intérêt de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de capteur de référence et qu'elle donne accès à la provenance des sources. Plus récemment, avec le développement des sondes "Microflown" en 2003, la NAH a également été appliquée à des champs hologramme de vitesse par Jacobsen *et al.* [133]. Cette étude a montré que la procédure de reconstruction de la pression à partir de la mesure de vitesse était moins sensible aux effets de fenêtrage et plus stable que la procédure de reconstruction de la pression à partir de la mesure pression. Suite à cela, les performances de la méthode SONAH "double-couche" basée sur des mesures de pression ou de vitesse ont été comparées à celles de la méthode SONAH "simple-couche" basée sur des mesures de pression et vitesse [134]. Cette étude a montré que les méthodes "double-couche" donnent d'aussi bons résultats que la méthode "simple-couche" associée à la mesure de pression et de vitesse dans le cas où les ondes acoustiques proviennent des deux côtés des plans de mesure. Une étude plus récente, utilisant la méthode ESM et des mesures de pression et de vitesse "simple-couche", a également permis de mettre en évidence le fait que la méthode ESM est elle aussi moins sensible au bruit de mesure quand elle est appliquée à partir d'un champ hologramme de vitesse [132] (voir Figure I.22).

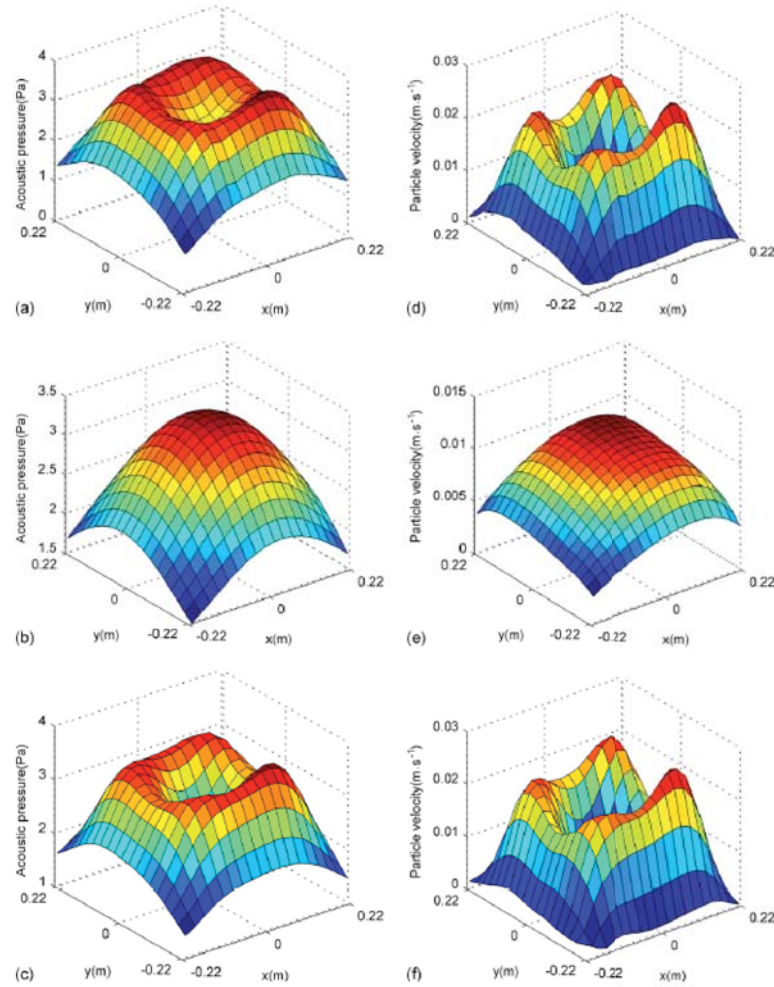


Figure I.22: Champ acoustique généré par une plaque vibrante à 160 Hz. Pression théorique (a), pression reconstruite à partir de mesures de pression (b), et à partir de mesures de vitesse (c). Vitesse théorique (d), vitesse reconstruite à partir de mesures de pression (e), et à partir de mesures de vitesse (f). (Zhang *et al.* 2009 [132]).

2.2 Méthodes optiques de mesure acoustique en écoulement

Les méthodes de mesures optiques sont basées sur l'utilisation de lasers illuminant de fines particules injectées dans le milieu fluide étudié, permettant généralement d'accéder à la vitesse de ce milieu.

Si le principe fondamental de l'*émission stimulée* a été découvert par Albert Einstein en 1917 (voir Figure I.23), il a fallu près de 40 ans pour que l'acronyme LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) soit forgé, et plus de 50 ans pour que le premier laser voie le jour.

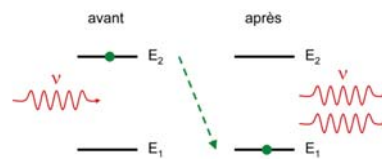


Figure I.23: Description du phénomène d'émission stimulée : la désexcitation de l'atome est stimulée par l'arrivée d'un photon incident, le photon émis lors de la désexcitation vient alors s'ajouter au photon incident, entraînant une amplification de l'énergie émise (Wikipedia [135]).

Un laser peut être réalisé grâce à la conjugaison de trois éléments :

1. Un *milieu actif*, constitué de milliards d'atomes enfermés dans une enceinte à une certaine température, pour l'émission stimulée.
2. Une "*pompe*" permettant de créer une "inversion de population", c'est-à-dire de sortir les atomes de leur état d'équilibre thermodynamique et d'obtenir un nombre important d'atomes excités.
3. Une *cavité résonante*, constituée de deux miroirs parallèles espacés d'une distance égale à un nombre entier de demi-longueurs d'ondes, permettant d'augmenter le taux d'émission stimulée et de sélectionner une direction privilégiée d'amplification.

C'est en 1960 que l'Américain Theodor Maiman met au point le premier laser : le milieu actif était alors constitué d'ions chromes Cr^{3+} dans un barreau de rubis, et la méthode de pompage était optique (un flash de lumière blanche). Cette même année, l'Iranien Ali Javan réalise le premier laser à gaz "hélium-néon", encore couramment employé de nos jours, qui donne une lumière rouge caractéristique du néon constituant le milieu actif de ce laser. En 1962, deux physiciens français, Bernard et Durrafourg, établissent la théorie des lasers à semi-conducteurs, et la même année IBM et General Electric réalisent le premier laser de ce type. Depuis les années 1960, un très grand nombre de lasers ont été mis au point. Il en existe actuellement plus d'une centaine de modèles qui diffèrent par leur milieu actif, la méthode de pompage, la puissance, et leurs applications.

Peu de temps après l'apparition du premier laser, en 1964, Yeh *et al.* [136] réalisent les premières mesures laser dans le domaine de la Mécanique des Fluides au moyen d'un spectromètre laser $He - Ne$. Leurs travaux, portant sur l'étude d'un écoulement d'eau laminaire développé dans un conduit, donnent alors naissance à l'*Anémométrie Laser Doppler* (Laser Doppler Anemometry), également appelée *Vélocimétrie Laser Doppler* (Laser Doppler Velocimetry). Cette méthode a tout d'abord été appliquée à la mesure de vitesse d'écoulements, permettant d'améliorer la compréhension d'écoulements complexes. Un peu plus tard, en 1976, Taylor [137] étend le domaine d'application de la LDV à l'acoustique en mesurant la vitesse particulaire acoustique de trains d'ondes stationnaires dans de l'air et de l'eau.

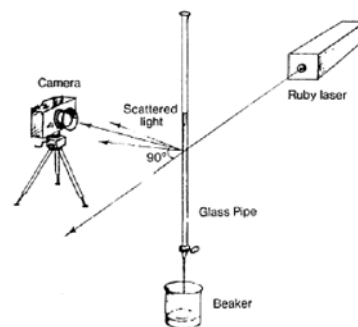


Figure I.24: Description du dispositif expérimental utilisé par Barker *et al.* en 1977 pour déterminer la vitesse de l'écoulement d'eau dans une section de conduite circulaire par LSV (Barker *et al.* [138]).

Peu de temps après, en 1977, une autre méthode de mesure laser, basée sur le phénomène de "laser speckle" et utilisée en Mécanique des Solides, apparaît [138, 139] (voir Figure 1.24). Cette méthode est dans un premier temps appelée "Laser Speckle Velocimetry" (LSV) par Meynart [140–142] qui montra que la LSV peut être appliquée à des mesures au sein d'écoulements laminaires ou turbulents de liquides ou de gaz. Peu après, en 1984, Pickering *et al.* [143] et Adrian [144] ont proposé d'utiliser cette méthode pour réaliser des images planes permettant de visualiser les particules présentes dans l'écoulement, donnant alors naissance à la *Vélocimétrie par Images de Particules* (PIV). Cette méthode a dans un premier temps été appliquée

à la Mécanique des Fluides, notamment à l'étude du mouvement des vagues. Les premières mesures de vitesse acoustique en écoulement par PIV apparaissent en 1989 avec l'étude du phénomène d'"acoustic streaming", c'est-à-dire la génération d'un faible écoulement par des ondes acoustiques, dans un conduit par Sharpe *et al.* [145].

Dans la suite de cette partie, une présentation des méthodes de mesures optiques les plus utilisées en Aéroacoustique (basée sur [146–148] et [149]), la PIV et la LDV, est proposée.

2.2.1 Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)

La Vélocimétrie par image de particules (en anglais *Particle Image Velocimetry*) permet de mesurer un champ de vitesse instantané de manière non-intrusive. Le principe de la PIV est simple : une fine tranche de l'écoulement, préalablement ensemençé par de fines particules, est illuminée par un laser. Des images des particules présentes dans la tranche sont ensuite enregistrées à différents instants successifs. L'analyse de ces images permet alors de remonter au déplacement des particules, et donc à un champ de vitesse à un instant donné (voir Figure I.25).

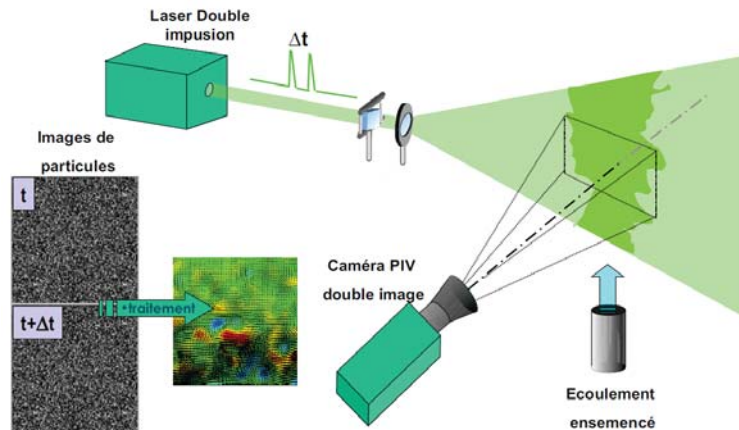


Figure I.25: Description du principe de la mesure de champs instantanés de vitesse par PIV (Lecordier [146]).

La mise en oeuvre de la PIV repose sur un dispositif et des traitements associés complexes. Tout d'abord l'ensemencement de l'écoulement est une étape importante et délicate. En effet, les particules injectées doivent être présentes en quantité suffisante et réparties de façon homogène pour permettre une description correcte de l'écoulement étudié. Le choix du type de particules est également primordial pour garantir la qualité de la mesure : elles doivent être de petite taille et de masse volumique proche du fluide en mouvement, de manière à ne pas perturber le milieu et à se laisser porter par l'écoulement. Des aérosols (fumée d'encens, gouttelettes d'huile, fines particules solides, solutions atomisées...) injectés de manière homogène et continue par des générateurs d'ensemencement (fabriqués par exemple par les sociétés Topas ou TSI) sont classiquement utilisés.

Ensuite un plan lumineux, généralement pulsé, traversant l'écoulement étudié doit être créé. Pour cela, on utilise un laser suivi d'un système optique, généralement constitué de lentilles cylindriques et sphériques, permettant de transformer le faisceau émit par le laser en une nappe laser d'épaisseur de l'ordre du millimètre. Dans le cas de l'utilisation de plans pulsés, le temps s'écoulant entre deux impulsions doit être réglé en fonction de la vitesse de l'écoulement. La vitesse de l'écoulement étudié détermine alors en partie le type de laser à utiliser. Depuis leur apparition en 2004, les lasers Nd-YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet) haute-

fréquence sont couramment utilisés pour les écoulements haute vitesse [147], alors que les lasers continus Argon-ionisé sont plutôt utilisés pour les écoulements basse vitesse.

Une fois les particules visibles dans la nappe laser, les images doivent être acquises successivement en synchronisation avec les impulsions produites par le laser. Initialement obtenues avec des appareils photo, les premières mesures PIV par vidéo sont apparues au début des années 1990 avec la DPIV (Digital PIV) [150]. Cette pratique s'est ensuite généralisée notamment depuis le développement des caméras PIV haute vitesse (600-2000 images/seconde), présentant un bon compromis rapidité/résolution, en 2003 [147].

Enfin, les images acquises doivent être traitées afin de remonter au champ de vitesse de l'écoulement. Il existe principalement deux types de méthodes d'extraction des vitesses : les méthodes basées sur le traitement individuel des particules (Particle Tracking Velocimetry), et les méthodes basées sur le traitement statistique par corrélation croisée des images obtenues [146]. Même si la PTV est intéressante pour l'étude d'écoulements à faible concentration de particules, le traitement des images par corrélation croisée est le plus courant [151] (voir Figure I.26). Ce traitement est basé sur la division de chaque image en un grand nombre de fenêtres, les déplacements des particules sont alors analysés à l'intérieur de chaque fenêtre donnant accès aux vecteurs déplacements.

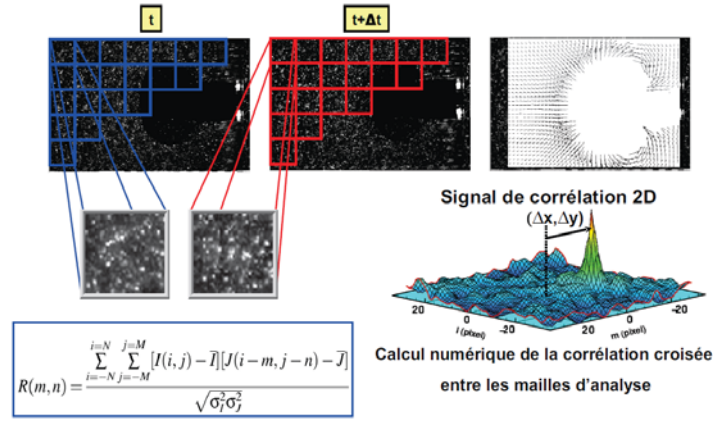


Figure I.26: Description de la méthode de traitement des images PIV par corrélation croisée (Lecordier [146]).

La précision des champs obtenus par PIV est principalement dépendante de la qualité de l'ensemencement (homogénéité, densité, taille des particules), de la qualité des accès optiques (Verre, pyrex ou quartz de qualité optique si on fonctionne en veine fermée), de la qualité de la nappe laser (homogénéité de l'intensité, puissance), de la résolution des images obtenues, de l'intervalle de temps entre deux images successives, et de la taille des fenêtres utilisées pour le traitement par corrélation [146].

2.2.1.a Principaux développements

Depuis son apparition dans les années 1980, la Vélocimétrie par images de particules a fait l'objet de développements considérables et de nombreuses études ont été menées pour évaluer les erreurs associées à cette technique (voir par exemple [152]). La précision de la méthode a été améliorée par l'utilisation de nouvelles méthodes de traitement [146, 147] : des méthodes de corrélation avec décalage itératif des mailles en fraction de pixel [153], des méthodes par déformation progressive des images de manière à compenser l'effet des gradients de vitesse [154], des méthodes alternatives par flot optique [155], ou des méthodes par super-résolution (combinaison PTV/corrélation) par exemple. Différentes méthodes dérivées de la PIV ont par la suite vu

le jour [147] : la PIV stéréoscopique 3C développée par Arroyo *et al.* [156] en 1991 pour mesurer les trois composantes de la vitesse aérodynamique générée par "acoustique streaming" dans un tube, la PIV fluorescente permettant d'étudier des milieux poreux (Northrup *et al.* [157] en 1991), la Micro-PIV développée pour les écoulements à échelle microscopique par Santiago *et al.* [158] en 1998, et plus récemment la PIV tomographique 3D3C (3 dimensions, 3 composantes) résolue en temps développée par Elsinga *et al.* [159] en 2006 (voir Figure I.27). Cela a permis d'améliorer la compréhension de certains types d'écoulements, notamment d'écoulements turbulents instationnaires (jets, sillages, transition de couche limite...).

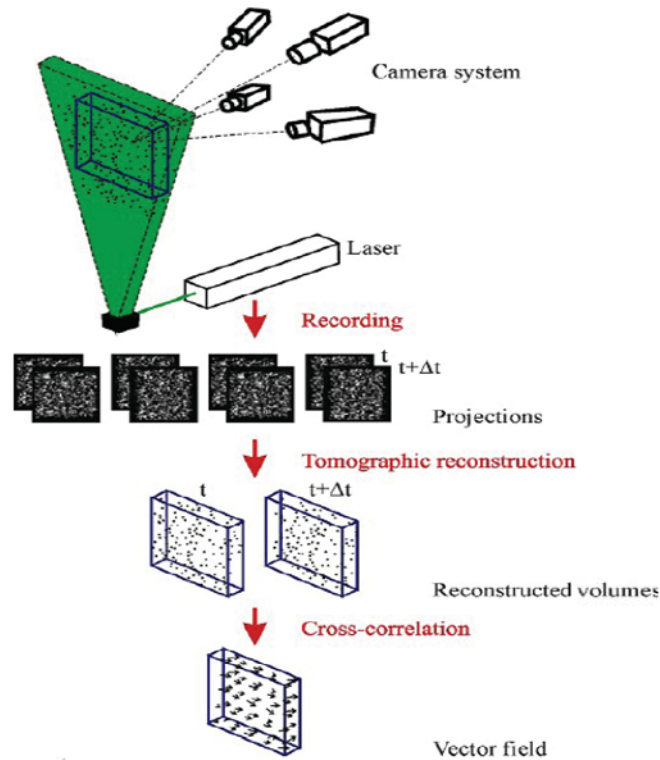


Figure I.27: Principe de la méthode PIV tomographique (Elsinga *et al.* [159]).

2.2.1.b Application à la mesure de vitesse acoustique

La PIV est restée longtemps appliquée essentiellement à l'Aérodynamique, du fait des limitations de la méthode en terme de capture d'image. En effet, les fluctuations de vitesse acoustique sont des phénomènes haute fréquence, la cadence de capture des images PIV doit donc être élevée pour pouvoir les qualifier correctement.

Une des premières applications de la PIV à l'acoustique est l'étude de Sharpe *et al.* [145] en 1989 portant sur le phénomène d'"acoustic streaming" dans un tube circulaire excité par des ondes stationnaires à ~ 2 kHz et à 151 dB. En effet, les vitesses d'écoulement engendrées par ce phénomène sont relativement basse fréquence, permettant l'application de la PIV avec les dispositifs d'acquisition existants à l'époque. Cette étude leur a permis de mettre en évidence l'évolution parabolique de la vitesse suivant le rayon de la section par des mesures PIV au niveau des ventres de pression. Cependant cette technique n'est valable que pour des écoulements 2D et des amplitudes de déplacement acoustique faibles. Quelques temps après cela, en 1997, Hann *et al.* [160] ont étendu l'application de la PIV à la mesure simultanée des deux composantes des vitesses acoustiques et aérodynamiques dans un conduit excité par un haut-parleur à 1616 Hz générant un faible écoulement (~ 2 mm/s) (voir Figure I.28). Pour cela, ils utilisent

une méthode de corrélation permettant de déterminer les amplitudes des vitesses acoustiques et aérodynamiques au voisinage d'un noeud de vitesse si le temps entre deux images successives et la fréquence de l'onde acoustique sont connus. Cependant, cette méthode n'est pas valable pour des champs aérodynamiques et acoustiques orientés dans la même direction, impossibles à distinguer lors de l'analyse par corrélation. Cette technique est également limitée par le taux de variation de la vitesse aérodynamique et acoustique dans la zone de mesure : un taux de variation supérieur à 5 % entraîne des erreurs importantes lors de l'estimation des champs. Skulina [161] utilise la PIV pour caractériser le champ de vitesse acoustique à la sortie d'un tube cylindrique excité par un haut-parleur lors de sa thèse en 2005. Cette étude s'intéresse particulièrement aux effets non-linéaires apparaissant en sortie de tube à fort niveau (tourbillons, "acoustic streaming"). Deux ans plus tard, Nabavi *et al.* [162] utilisent la PIV synchronisée (c'est-à-dire que l'acquisition PIV est synchronisée avec le signal d'excitation pour obtenir le champ de vitesse à une phase donnée) pour effectuer des mesures simultanées de vitesses acoustiques et aérodynamiques dans un tube à ondes stationnaires générant un faible écoulement. Plus récemment, Rafat *et al.* [163] ont utilisé la PIV résolue en temps pour étudier l'évolution des écoulements aérodynamiques et acoustiques en fonction du temps dans un tube à ondes stationnaires. Cette étude a montré que cette technique est suffisamment précise pour permettre l'étude des écoulements complexes (générations de tourbillons par exemple) apparaissant dans le tube.

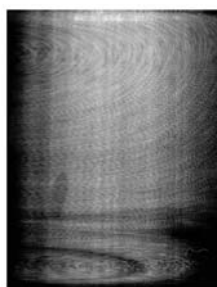


Figure I.28: Image PIV du phénomène d'"acoustic streaming" observé dans un conduit excité par un haut-parleur (Hann *et al.* [160]).

Quelques temps après les premières applications de la PIV au phénomène d'"acoustic streaming", Blackshire [164] réalise en 1997 les premières mesures directes du déplacement acoustique en tube à impédance pour des fréquences de 500 à 3000 Hz et des niveaux de 90 à 132 dB. Cependant, les déplacements obtenus par leur système PIV correspondaient aux déplacements absolus par rapport à la position d'équilibre, et non aux déplacements instantanés. Un an plus tard, Humphreys *et al.* [53] ont évalué la précision de leurs mesures : un déplacement minimal d'1 micron (correspondant à une vitesse acoustique de ~ 2 mm/s) pour une excitation à 100 dB et une fréquence allant jusqu'à 5 kHz pouvait être mesurés par leur système. Une méthode un peu différente est développée au même moment par Hann *et al.* [165] pour s'affranchir de la difficulté de générer des pulses lumineux suffisamment rapides et intense. Il s'agit d'effectuer l'acquisition sur plusieurs cycles acoustiques et d'utiliser un traitement proche de celui utilisé pour la chronophotographie [166]. Cependant, les temps d'acquisition étant relativement longs, cette méthode ne donne aucune information sur la phase des vitesses. Au début des années 2000, un autre type d'application de la PIV à l'acoustique des tubes apparaît : la mesure de couche limite acoustique. En effet, en 2003 Valière *et al.* [167] ont montré qu'il était possible de mesurer des épaisseurs de couche limite acoustique se développant le long des parois d'un tube si le temps entre deux images PIV et la discrimination spatiale étaient adaptés. Peu après, Shin *et al.* [168] réalisent les premières mesures micro-PIV de vitesse acoustique dans un tube

à ondes stationnaires contenant un liquide. Ils s'intéressent particulièrement à l'influence de la viscosité du fluide sur les couches limites acoustiques en effectuant des mesures dans de l'eau, puis dans un mélange eau-glycérol, mettant en évidence l'épaississement des couches limites avec l'augmentation de la viscosité.

Avec l'apparition des réfrigérateurs thermoacoustiques, tubes contenant un matériau poreux (appelé régénérateur thermoacoustique) excité par une onde acoustique de manière à créer un gradient de température à ses extrémités, la PIV a trouvé un nouveau domaine d'application. En 2004, différentes études ont montré que la PIV permet de caractériser les écoulements complexes (tourbillons, couches limites) se développant le long des parois des régénérateurs thermoacoustiques [55, 169]. Plus récemment, Berson *et al.* [170] ont également appliqué la PIV, en utilisant la synchronisation et la moyenne de phase, à la mesure de la vitesse acoustique à l'intérieur d'un régénérateur thermoacoustique. Cette étude a montré que des non-linéarités, entraînant des détachements tourbillonnaires et une dissymétrie de l'écoulement, apparaissent quand le niveau sonore augmente (voir Figure I.29).

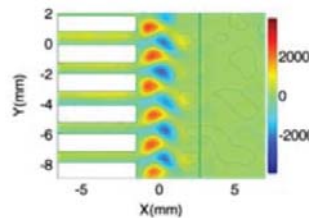


Figure I.29: Champ de vorticité normalisé du côté "froid" d'un régénérateur thermoacoustique constitué d'un empilement de plaques à 180  C et pour une pression acoustique de 1500 Pa (Berson *et al.* [170]).

2.2.1.c Application à la mesure de vitesse acoustique en présence d'un écoulement moyen

Les premières applications de la PIV à l'étude de sources aéroacoustiques ont lieu au début des années 2000 avec le développement des caméras PIV haute vitesse et des lasers haute fréquence. Cependant, ces études relèvent essentiellement de la prédiction ou de la compréhension du rayonnement sonore de sources aéroacoustiques (voir par exemple [171–175]). C'est-à-dire qu'elles appliquent des analogies (Lighthill, Curle, Lilley...) ou des codes CAA (Computational AeroAcoustic) aux mesures PIV de vitesse aérodynamique afin de prédire le champ acoustique généré par l'écoulement ; ou bien qu'elles utilisent des mesures PIV de vitesse aérodynamique et des mesures microphoniques en champ lointain pour établir un lien entre le bruit généré et la structure de l'écoulement. Les premières mesures de champ de vitesse aéroacoustique par PIV apparaissent seulement en 2008 avec les travaux de Fischer *et al.* [176] au DLR. Ils ont proposé une méthode permettant de mesurer les vitesses aérodynamiques et acoustiques simultanément dans le cas de la superposition d'un champ turbulent et acoustique (et non simplement dans le cas d'ondes stationnaires produisant un faible écoulement comme Nabavi *et al.* [162] et Berson *et al.* [170]). Cette technique consiste à acquérir deux plans de mesure successifs de manière à ce que l'excitation acoustique ait subi une rotation de phase de 180  entre les deux acquisitions (voir Figure I.30). De cette manière, le champ turbulent est le même aux deux instants mais le champ acoustique a changé de direction, permettant son extraction par soustraction. Cette technique a été appliquée avec succès à la mesure des champs de vitesse d'une excitation acoustique sinusoïdale superposée à un écoulement turbulent. Toutefois, cette méthode ne permet pas d'extraire la composante de vitesse acoustique quand un écoulement de même p riodic t  que le champ acoustique est induit par l'excitation acoustique. Cette méthode a été

ensuite réutilisée et comparée avec succès à des mesures par LDV par Heuwinkel *et al.* [177] en 2010 pour caractériser un liner (matériau absorbant acoustique) soumis à écoulement rasant ou traversant à Mach 0.1.

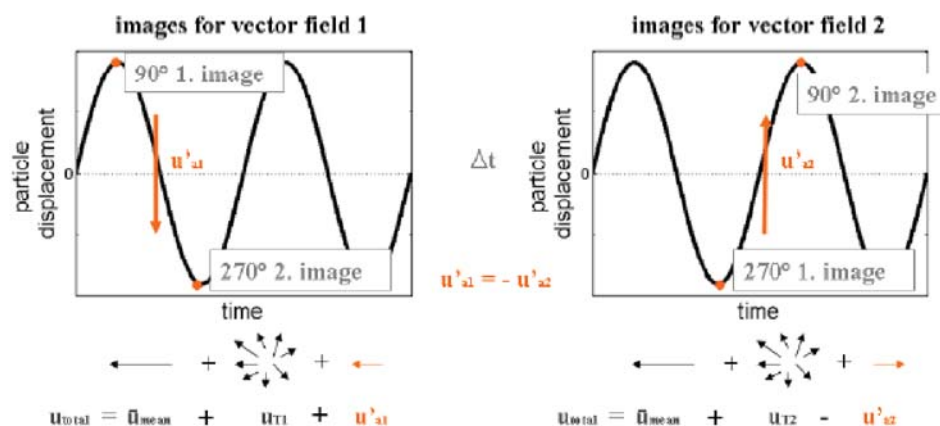


Figure I.30: Illustration du principe de la méthode PIV développée par Fischer *et al.* : deux images PIV successives ayant une rotation de phase de 180° et une représentation des vecteurs vitesse associés. (Fischer *et al.* [176]).

2.2.2 Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)

La Vélocimétrie Laser Doppler (en anglais *Laser Doppler Velocimetry*) permet de mesurer la vitesse instantanée en un point de manière non-intrusive. Pour effectuer cette mesure, différentes techniques peuvent être utilisées, la plus courante étant la méthode dite des deux faisceaux ou méthode des interférences. Cette méthode est basée sur le modèle de franges d'interférence (proposé par Rudd [178] en 1969), c'est-à-dire sur la création d'un réseau de franges d'interférence parallèles (alternativement sombres et lumineuses) lors du croisement de deux faisceaux monochromatiques émis par la même source laser. La fréquence à laquelle la lumière est émise par diffusion de Mie par une particule traversant le réseau de franges est alors mesurée, permettant de remonter à la composante de vitesse de la particule perpendiculaire aux franges (voir Figure I.31).

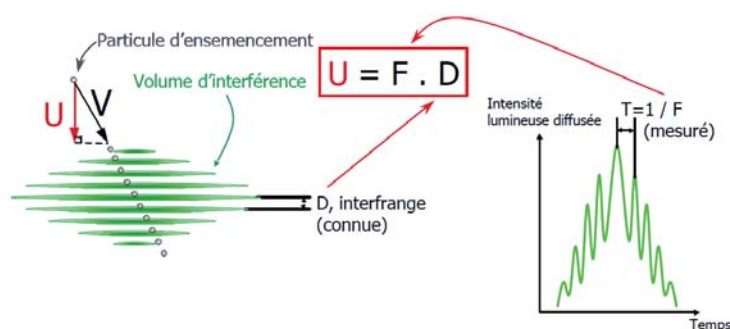


Figure I.31: Illustration du principe de mesure de vitesse particulaire par la méthode des deux faisceaux.

Un vélocimètre mono-composante est principalement constitué d'une optique d'émission et d'une optique de réception (voir Figure I.32). L'optique d'émission comprend la source laser, une lame permettant de séparer le faisceau laser émis par la source en deux faisceaux de même intensité, et une lentille convergente permettant la focalisation des faisceaux. Une cellule de Bragg est généralement ajoutée afin de créer un défilement des franges d'interférence à une

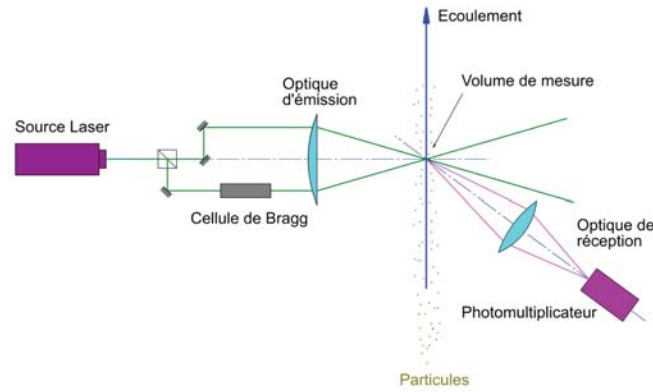


Figure I.32: Schéma d'un vélocimètre laser mono-composante classique utilisant la méthode des deux faisceaux (Lavieille [149]).

certaine fréquence, permettant de déterminer le signe de la vitesse mesurée par soustraction de la fréquence de défilement à la fréquence mesurée. Cette optique d'émission permet la création d'un volume de mesure, constitué de franges d'interférence, de quelques dixièmes de millimètres de diamètre dans l'écoulement ensemencé. L'intensité lumineuse émise par le passage des particules dans ce volume de mesure est collectée par une optique de réception, constituée d'une lentille focalisant l'image du volume de mesure sur la cathode d'un photomultiplicateur qui délivre un courant proportionnel à l'intensité lumineuse reçue. Deux types de montages sont possibles : la rétrodiffusion (optiques d'émission et de réception placées du même côté du volume de mesure) ou la diffusion avant (optiques placées de part et d'autre du volume de mesure). Le second type de montage est le plus utilisé car il permet de récolter une intensité lumineuse plus importante, limitant le bruit de mesure. Le signal reçu par le photomultiplicateur, appelé bouffée, "burst" ou signal Doppler (voir Figure I.33), est ensuite amplifié, filtré et traité.

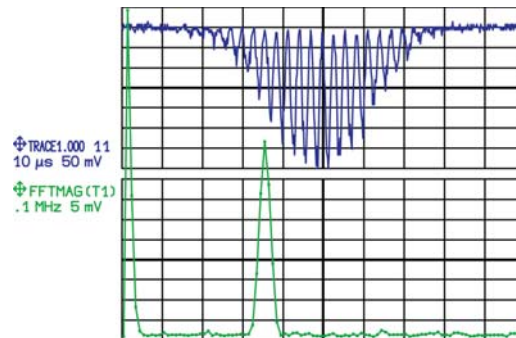


Figure I.33: Exemple de représentation temporelle d'un signal Doppler.

De la même manière qu'en PIV, la qualité des mesures LDV dépend de la qualité de l'ensemencement et des accès optiques, de la puissance du laser, et du traitement appliqué. Cependant, la précision de la LDV est aussi dépendante de la sensibilité du photomultiplicateur, de la taille des interfranges (donnée par l'écartement des faisceaux) qui doit être choisie en fonction des caractéristiques de l'écoulement (gradients de vitesse, échelles de turbulence...), et du réglage des optiques qui détermine la densité de lumière dans le volume de mesure.

2.2.2.a Principaux développements

Depuis son apparition en 1964 avec les travaux de Yeh *et al.* [136], qui ont utilisé la méthode dite du faisceau de référence (voir Figure I.34) pour effectuer des mesures locales de

vitesse dans de l'eau au moyen de petites billes de polystyrène, la Vélocimétrie Laser Doppler s'est considérablement développée. Les premières applications concernent l'étude d'écoulements d'eau laminaires [179] puis turbulents [180], mais aussi des phénomènes atmosphériques (tourbillons de bout d'aile générés par un avion par exemple) [181]. George *et al.* [182] ont présenté en 1973 une étude complète sur la mesure de vitesse dans les écoulements turbulents par LDV, notamment sur la résolution spatiale et temporelle de la méthode. Les systèmes utilisant la méthode du faisceau de référence, dont Adrian *et al.* [183] ont fait une analyse complète, sont restés longtemps les seuls à être utilisés. Cependant, cette diversification des applications s'est ensuite accompagnée d'un développement des systèmes de mesure LDV : un système LDV "directif" (c'est-à-dire capable de déterminer la direction de la vitesse mesurée en utilisant une cellule de Bragg) en 1971 [184], des systèmes LDV utilisant la méthode des deux faisceaux en 1972 [185], et même des systèmes LDV bicomposantes en 1972 et 1973 [186, 187]. En ce qui concerne les techniques de traitement des mesures LDV, les premières méthodes d'extraction de la vitesse sont les méthodes dites temps-fréquence basées sur une analyse directe du burst ou signal Doppler. Durrani *et al.* [188] ont proposé en 1974 une revue des différentes méthodes temps-fréquence permettant la détermination de la vitesse à partir de la détection de la fréquence instantanée du signal Doppler.

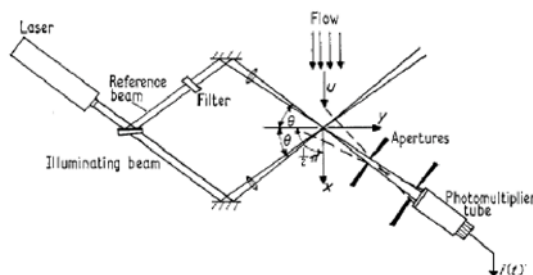


Figure I.34: Schéma d'un vélocimètre laser utilisant la méthode du faisceau de référence (Adrian *et al.* [183]).

2.2.2.b Application à la mesure de vitesse acoustique

Après la mécanique des fluides, la Vélocimétrie Laser Doppler a été rapidement appliquée à l'acoustique. Cependant, l'application de la LDV à l'acoustique est plus délicate car la gamme des vitesses acoustiques diffère largement de celle couverte par la mécanique des fluides, tant en ce qui concerne leur dynamique en amplitude ($\sim 5 \times 10^{-5}$ mm/s à 500 mm/s) que la rapidité de leurs variations temporelles (~ 20 Hz à 20 kHz).

La première mesure de vitesse acoustique par LDV sans écoulement a été effectuée en tube à ondes stationnaires par Taylor [137] en 1976. Un vélocimètre à faisceau de référence et une analyse temps-fréquence, basée sur la transformée de Fourier à court terme (STFT) du burst obtenu par LDV, ont été alors utilisés pour déterminer l'amplitude des ondes acoustiques se propageant dans de l'air (ensemencé par de la fumée) ou de l'eau (ensemencée par des particules d'oxyde d'aluminium). Cette méthode a été validée pour des fréquences ≤ 5 kHz et des vitesses acoustiques ≤ 50 mm/s, cependant, elle ne permet pas d'obtenir la phase des ondes. Ces travaux ont également permis de mettre en évidence l'importance du choix des particules pour les mesures de vitesses acoustiques (voir Figure I.35). Taylor [137] a réutilisé cette technique en 1981 pour effectuer la calibration absolue de microphones [189]. En 1987, Sharpe *et al.* [190] ont développé une méthode un peu différente basée sur la corrélation de photons pour obtenir les amplitudes du champ acoustique périodique généré dans un tube à ondes stationnaires excité à sa fréquence de résonance. Quelques temps après, en 1991, Vignola *et al.* [191] ont utilisé

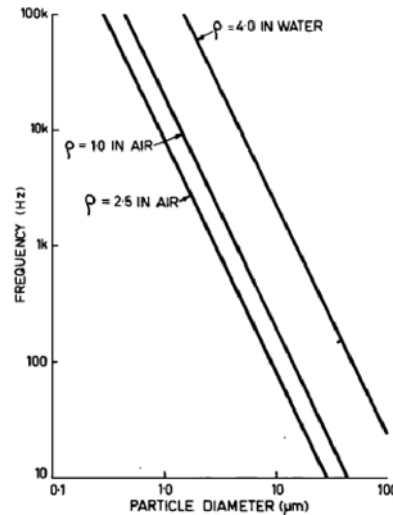


Figure I.35: Domaine fréquentiel d'utilisation des particules dans un milieu constitué d'air ou d'eau à vitesse moyenne nulle (Taylor [137]).

une technique similaire à celle de Taylor, associée à un vélocimètre à deux faisceaux et à fibres optiques, permettant de mesurer des déplacements acoustiques minimaux de l'ordre de 5 nm (correspondants à un niveau de pression acoustique de 156 dB à 1809 Hz) dans un tube à onde stationnaires rempli d'eau et ensemencé de micro-particules de polystyrène. Par la suite, la méthode des deux faisceaux a été presque exclusivement utilisée. Une autre application de la LDV à l'acoustique en l'absence d'écoulement est l'étude effectuée par Lee *et al.* [192] en 1993 et portant sur la mesure des déplacements de paroi produits par une conduite cylindrique excitée en un point. Les premières méthodes temps-fréquence d'analyse des signaux Doppler permettant d'extraire la vitesse acoustique, initialement développées pour la Mécanique des Fluides et utilisées par les analyseurs du commerce, utilisent les STFT et sont limitées à des excitations acoustiques basses fréquences à faibles niveaux. Dans le but d'étendre le champ d'application de la LDV à l'acoustique, Valeau *et al.* [193] développent en 1996 une nouvelle technique temps-fréquence d'analyse des bouffées Doppler basée sur une transformée de Fourier optimisée pour des signaux modulés en fréquence par une onde sinusoïdale, appelée transformée de Fourier temps-fréquence synchrone (TFST). Cette technique, appliquée sur le signal Doppler fenêtré, permet de remonter à l'amplitude et la phase de la vitesse acoustique en déterminant un noyau adapté au traitement de la loi décrivant la variation de la fréquence sur la fenêtre test. En 1998, Cullen *et al.* [194] proposent une autre méthode temps-fréquence utilisant le "Zero Counting" et les transformées de Hilbert, peu utilisée par la suite car elle permet seulement d'extraire la vitesse acoustique instantanée du signal LDV. Peu après, en 1999, Valeau *et al.* [195] ont comparé les performances de trois méthodes d'extraction de la vitesse acoustique, deux méthodes temps-fréquence : la transformée de Wigner-Ville croisée (CWVT) [196] et la méthode TFST [193], et une méthode paramétrique adaptée de la technique de filtrage de Kalman. Cette étude a montré que la méthode TFST représente le meilleur compromis en terme de biais, de robustesse au bruit et de simplicité d'implémentation, et a permis de mesurer des déplacements acoustiques de 40 nm, ce qui n'avait encore jamais été fait dans de l'air par LDV. Un an plus tard, en 2000, Mellet *et al.* [197] adaptent deux méthodes paramétriques à l'analyse du signal Doppler pour la détermination de la vitesse acoustique : la première basée sur la recherche du maximum d'une fonction de vraisemblance (ML), et la seconde basée sur une minimisation au sens des moindres carrés (LS). Ces méthodes ont été validées par simulations jusqu'à des indices de modulation de l'ordre de 2×10^{-2} (correspondant à un déplacement particulaire de 3×10^{-9} m à une fréquence de 5 kHz) et un rapport signal sur bruit de 10 dB. Ces méthodes

paramétriques, basées sur une modélisation du burst, ont un domaine de validité plus restreint mais une robustesse supérieure aux méthodes temps-fréquence. Au même moment, Valière *et al.* [198] ont mis en évidence les limites de la méthode CWVT en terme de fréquence et de niveau dans le cas de mesures LDV dans un conduit circulaire excité par un haut-parleur (voir Figure I.36), et l'extension du domaine d'application de la LDV par l'utilisation de la méthode TFST. Plusieurs études ont par la suite étudié les performances des différentes techniques existantes, mettant en évidence les limites de la méthode CWVT en faveur de la méthode de Kalman [199] ou de la méthode TFST [200].

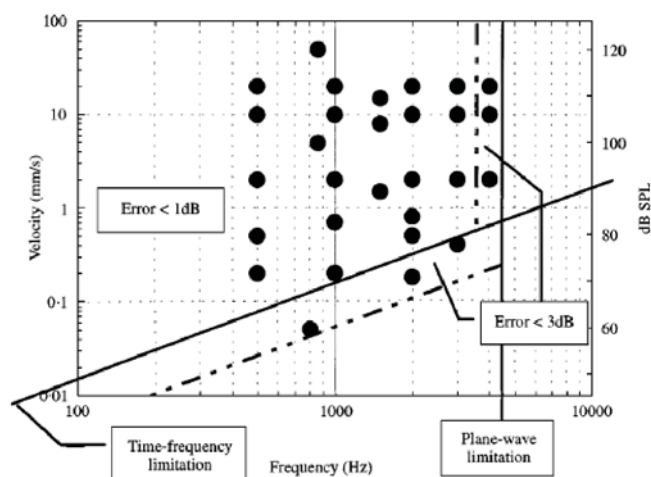


Figure I.36: Limites d'utilisation de la méthode temps-fréquence d'analyse du signal Doppler CWVT pour une conduite circulaire de diamètre 45 mm excitée par un haut-parleur, les points noirs représentant les points où la méthode a été validée (Valière *et al.* [198]).

Une des premières application de la LDV à la mesure de vitesse acoustique en présence d'un faible écoulement a lieu en 1993. Hann *et al.* [201] proposent alors une extension de la méthode de corrélation de photon développée par Sharpe *et al.* [190] à la mesure simultanée de vitesses aérodynamiques et acoustiques dans un tube excité à 615 Hz par une onde stationnaire superposée à un faible écoulement d'air stationnaire. En 1997, Loizeau *et al.* [202] ont utilisé la méthode STFT pour obtenir la vitesse acoustique, mais aussi la vitesse de l'écoulement moyen, par LDV dans un tube à ondes stationnaires soumis à un faible écoulement de convection naturelle stationnaire (~ 600 mm/s). En 2002, Le Duff *et al.* [203] utilisent une technique de démodulation synchrone en quadrature (permettant la conversion du signal Doppler en deux signaux en quadrature à fréquence porteuse nulle) et comparent les performances de la méthode ML par rapport à celles d'une nouvelle méthode temps-fréquence basée sur la dérivée de la phase du signal Doppler (PDB). Des simulations via une méthode Monte-Carlo, pour des ondes acoustiques variées ($500 < f < 5000$ Hz, $0.05 < v < 20$ mm/s) se propageant dans un écoulement à 1.2 mm/s, montrent que les deux méthodes donnent une bonne estimation des vitesses acoustique et de convection tant que le rapport signal sur bruit (défini dans ce cas comme le rapport de l'amplitude maximale du signal sur la variance du bruit Gaussien ajouté) reste supérieur à 12 dB. Deux ans plus tard, Le Duff *et al.* [204] étendent le domaine d'application de la méthode basée sur le filtrage de Kalman à la mesure de vitesse acoustique dans un faible écoulement. Les mesures LDV, réalisées dans un guide d'onde soumis à un écoulement d'air laminaire quasi-stationnaire à 80 mm/s, montrent que cette technique permet de mesurer simultanément les vitesses d'écoulement et acoustique pour une fréquence d'excitation de 1500 Hz (voir Figure I.37). En 2005, Gazengel *et al.* [205] évaluent la capacité deux systèmes de traitement du signal Doppler utilisant la méthode STFT, un commercial développé par Dantec et l'autre développé au LAUM, pour mesurer des vitesses acoustiques dans un guide d'onde excité

par un haut-parleur en présence d'un écoulement de convection naturelle de quelques mm/s. Les deux systèmes permettent de mesurer des vitesses acoustiques d'amplitudes 10 mm/s et 1 mm/s pour des gammes de fréquences allant de 0 à 4 kHz et de 0 à 2 kHz respectivement. Degroot *et al.* [206] proposent en 2006 une nouvelle méthode temps-fréquence d'analyse du signal Doppler, permettant d'obtenir la vitesse acoustique, basée sur la transformée par ondelette. Cette technique a été validée par des simulations utilisant une méthode de Monte-Carlo pour des rapports signal sur bruit de 0 à 10 dB, des fréquences de 100 à 4000 Hz et une vitesse d'écoulement de 200 mm/s. En 2006, Sourice *et al.* [207] ont présenté une implémentation en temps réel de la méthode PDB dans un algorithme de traitement des signaux Doppler, permettant de traiter les bursts et d'estimer la vitesse acoustique à la volée. On peut également noter l'application de la LDV pour la mesure de vitesses acoustique en présence d'un faible écoulement aux phénomènes d'"acoustic streaming" [208, 209] ou thermoacoustiques [210].

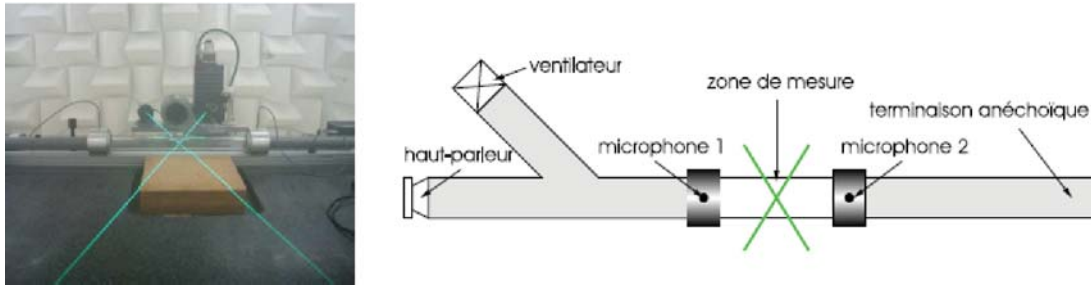


Figure I.37: Dispositif expérimental utilisé par Le Duff *et al.* pour valider la méthode d'analyse du signal Doppler basée sur le filtrage de Kalman (Le Duff *et al.* [204]).

2.2.2.c Application à la mesure de vitesse acoustique en présence d'un écoulement moyen

Les premières mesures LDV de vitesse acoustique en écoulement moyen (c'est-à-dire pour des vitesses de l'ordre de la dizaine de m/s) apparaissent il y a seulement une dizaine d'années en 2001 avec les travaux de Piet *et al.* [211]. Pour cela, Piet *et al.* utilisent une méthode d'extraction de la vitesse acoustique complètement différente de celles présentées ci-dessus, basée sur le rejet de la composante de vitesse turbulente par corrélation avec un signal acoustique de référence, et appelée méthode interspectrale (CS). L'application de cette technique à la mesure de vitesse acoustique dans un écoulement allant de 4 à 20 m/s excité par une onde acoustique sinusoïdale à des fréquences comprises entre 110 et 820 Hz donne de bons résultats par comparaison à ceux obtenus par une sonde intensimétrique, ce, avec et sans grille de turbulence. Un an plus tard, Minotti *et al.* [212] présentent deux méthodes d'extraction de la vitesse acoustique des mesures LDV, développées dans le cadre d'études de la turbulence : une méthode de reconstruction par interpolation linéaire associée la méthode CS, et la "Slotting Technique" (ST) associée à une autre méthode de rejet de la turbulence utilisant l'échelle intégrale temporelle de turbulence (ITS). Ces techniques sont appliquées avec succès à la mesure de vitesse acoustique dans une soufflerie à veine fermée, fonctionnant à une vitesse de 23 m/s et un taux de turbulence de 3 %, et excitée en basse fréquence (< 370 Hz) par un haut-parleur. L'impédance et l'intensité acoustiques rayonnées par le haut-parleur ont pu également être estimées dans le cas d'un écoulement à 4 m/s. La comparaison des résultats obtenus à partir des mesures LDV avec ceux obtenus à partir de mesures de pression effectuées par une sonde comportant 4 microphones a montré que la LDV permettait d'obtenir le module de l'impédance et de l'intensité avec précision mais que la phase était mal estimée. Cependant, Minotti *et al.* [212] ont ensuite montré qu'une méthode de mesure mixte LDV/microphones permettait d'évaluer ces grandeurs précisément, ce, pour

des vitesses d'écoulement allant jusqu'à 19 m/s [213]. En 2004, Boucheron *et al.* [214] ont développé une méthode dérivée de la ST, basée sur une estimation de la fonction d'auto-corrélation s'exprimant en fonction de la vitesse acoustique générée par une excitation sinusoïdale, et appelée "perio-correlation". La comparaison des résultats obtenus par cette méthode à ceux obtenus par des mesures microphoniques a montré la validité de cette technique lors d'une campagne d'essais en soufflerie avec un écoulement de 20 m/s soumis à une excitation acoustique à 700 Hz générée par 16 haut-parleurs. Minotti *et al.* [215, 216] ont ensuite utilisé leur méthode de mesure LDV de la vitesse acoustique (reconstruction par interpolation linéaire associée la méthode CS) combinée à la théorie de Galbrun pour caractériser (impédance, champ d'intensité) un liner (matériau absorbant acoustique) soumis à un écoulement rasant. Des essais effectués avec un vélocimètre bicomposantes monté en rétrodiffusion, dans le cas d'un écoulement à 45 m/s sur l'axe ($M = 0.1$) excité sinusoïdalement à fort niveau (140 dB) pour des fréquences allant jusqu'à 3 kHz, ont donné des résultats en bon accord avec ceux obtenus par la méthode classique des deux microphones. En 2006, Lavieille *et al.* [217] ont utilisé la même méthode de mesure LDV de vitesse acoustique, mais associée à un vélocimètre bicomposantes différent travaillant en diffusion avant de manière à améliorer la précision des mesures. Les couches limites aérodynamiques et acoustiques, se développant dans la veine d'essai en présence d'un écoulement à Mach 0.2 soumis à une excitation acoustique en tiers d'octave ($312 < f < 4976$ Hz) d'un niveau de pression global de 140 dB, ont été caractérisées grâce aux mesures LDV. Ces mesures ont permis de mettre en évidence la nature turbulente de la couche limite aérodynamique, avec des taux de turbulence allant de 4 à 40 %, et de déterminer les profils (et donc les épaisseurs) des couches limites aérodynamique (10 mm) et acoustique jusqu'à 2500 Hz ($50 \mu\text{m}$). Le champ de vitesse acoustique au-dessus d'une perforation de diamètre $200 \mu\text{m}$ d'un liner a également pu être déterminé par cette méthode dans les mêmes conditions d'écoulement, montrant l'effet du matériau sur la propagation acoustique dans la couche limite (voir Figure I.38). Cette technique

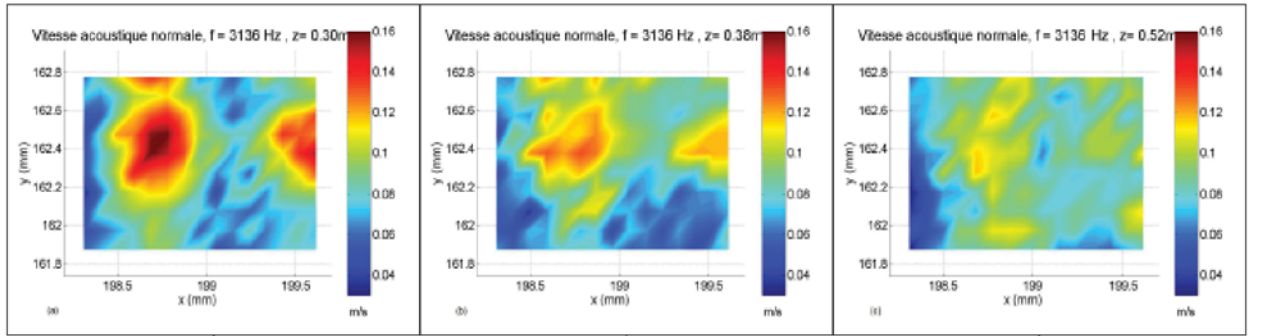


Figure I.38: Champ de vitesse acoustique normale obtenu par LDV au-dessus d'une micro-perforation de diamètre $200 \mu\text{m}$ pour une excitation acoustique à 3136 Hz et un écoulement rasant à Mach 0.2 à différentes altitudes, de gauche à droite : $z = [0.30; 0.38; 0.52]$ mm (Lavieille *et al.* [217]).

de mesure LDV de vitesse acoustique, basée sur la reconstruction par interpolation linéaire associée à la méthode CS, a ensuite été encore améliorée lors de la thèse de Lavieille [149] par le développement d'une procédure de correction du filtrage passe-bas engendré par l'interpolation linéaire. En 2008, Simon *et al.* [218] développent une autre méthode d'estimation conjointe des vitesses aérodynamique et acoustique utilisant un algorithme basé sur la méthode des moindres carrés (LMS). Cette technique est validée numériquement pour des vitesses acoustiques allant de 0.05 à 50 mm/s et des fréquences d'excitation comprises entre 125 et 4000 Hz. Peu après, Piot *et al.* [219] ont utilisé la méthode de mesure de vitesse acoustique par LDV développée par Lavieille [149] pour déterminer de manière non-intrusive la pression acoustique générée par un haut-parleur ($300 < f < 3000$ Hz) dans une soufflerie de grande taille fonctionnant

à 40 m/s. Les mesures des trois composantes de vitesse acoustique sont alors effectuées en 64 points dans un cube de 12.5 mm de côté, de manière à estimer la pression acoustique au centre du cube en utilisant une discrétisation de type différences finies de l'équation d'Euler linéarisée. En effectuant une moyenne sur plusieurs mesures successives, la pression obtenue par cette technique est proche de celle mesurée par un microphone placé au même endroit. Cette méthode d'extraction de vitesse acoustique a également été ensuite utilisée par Betgen *et al.* [220] pour caractériser et comparer les performances de deux liners hybrides actif-passif soumis à un écoulement rasant à Mach 0.1 à partir de mesures LDV. Très récemment, Bailliet *et al.* [221] ont étudié la propagation acoustique multimodale dans une conduite circulaire en présence d'un écoulement turbulent à 10 m/s pour une fréquence d'excitation de 500 Hz. Des mesures LDV de vitesse acoustique, obtenue en utilisant la détection synchrone, ont été comparées avec succès aux vitesses acoustiques déduites de mesures microphoniques.

La mesure de vitesse acoustique par Vélocimétrie Laser Doppler en l'absence d'écoulement ou en présence d'un faible écoulement est très bien traitée dans les thèses de Le Duff [222] et Degroot [223]. Les thèses de Minotti [224] et Lavieille [149] sont des références pour ce qui est des mesures LDV de vitesse acoustiques en présence d'un écoulement moyen, notamment celle de Lavieille [149] pour le calcul des incertitudes de mesure [225].

3 Conclusion

Malgrès les progrès importants réalisés ces dernières années en matière de réduction du bruit d'origine aérodynamique, les objectifs de réduction du bruit des avions fixés par la NASA et les instances Européennes ne sont toujours pas atteints. C'est pourquoi la caractérisation des sources aéroacoustiques est un enjeu important, le développement de nouvelles méthodes permettant à la fois d'améliorer la compréhension de la physique associée à ces sources, d'identifier leurs origines, et d'évaluer l'efficacité des stratégies de réduction du bruit mises en place.

Dans ce but, différentes méthodes de mesures microphoniques (Antennerie, Holographie acoustique de champ proche) et optiques (Vélocimétrie par images de particules, Vélocimétrie laser Doppler) ont été développées. L'Antennerie a été largement utilisée pour localiser des sources aéroacoustiques, notamment en soufflerie, mais l'obtention précise des niveaux acoustiques reste encore délicate malgré les énormes progrès réalisés à ce sujet (méthodes inverses, corrections). L'Holographie acoustique de champ proche a été plus récemment appliquée à l'étude de sources acoustiques d'origine aérodynamique et son approche, qui permet une description spatiale des phénomènes acoustiques, semble plus robuste. Cette méthode présente de plus l'avantage de permettre l'obtention de différentes grandeurs acoustiques à partir de la mesure d'un seul champ et l'évaluation de ces champs en champ proche comme en champ lointain, ce, sans aucune hypothèse sur la nature des sources étudiées. Cependant, l'application de cette technique en Aéroacoustique est limitée par les interactions se produisant entre l'écoulement et la grille de capteurs lors de la mesure en champ proche. Dans le but de s'affranchir de l'utilisation de capteurs intrusifs, la Vélocimétrie par image de particules a été très récemment appliquée à l'Aéroacoustique permettant d'obtenir des champs de vitesse acoustique de bonne résolution spatiale. Cette technique est toutefois limitée par la difficulté d'obtenir la phase du champ acoustique avec précision. La Vélocimétrie laser Doppler, appliquée aux mesures acoustiques en écoulement depuis plus longtemps, ne présente pas cette limitation. Cependant, elle permet seulement d'effectuer une mesure en point, et donc l'obtention d'un champ discret nécessite l'utilisation d'un banc de déplacement.

Dans cette thèse, une nouvelle technique permettant l'étude de sources aéroacoustiques est proposée. Le but de cette technique est de combiner les avantages des méthodes décrites

dans ce chapitre en adaptant l’Holographie acoustique de champ proche à l’étude de sources aéroacoustiques à partir de mesures effectuées par Vélocimétrie laser Doppler. De récentes études (Jacobsen *et al.* [133], Zhang *et al.* [132]) ayant montré que la reconstruction du champ acoustique à partir d’un champ hologramme de vitesse acoustique est plus stable, moins sensible aux effets de fenêtrage et au bruit de mesure qu’en utilisant un champ hologramme de pression acoustique, l’application de cette méthode d’imagerie acoustique à un champ de hologramme de vitesse acoustique obtenu par Vélocimétrie laser Doppler semble pertinente. La démarche mise en oeuvre pour développer cette nouvelle technique est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre II

Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme

Sommaire

1	Holographie acoustique de champ proche dans un milieu au repos	47
1.1	Propagation acoustique dans un milieu au repos	47
1.2	Approche spectrale	49
1.2.1	"Angular spectrum"	49
1.2.2	Propagateurs spectraux	50
1.3	Approche réelle	52
1.3.1	Théorème de Kirchhoff-Helmholtz	52
1.3.2	Propagateurs réels	54
1.4	Des propagateurs spectraux aux réels	56
2	Holographie acoustique de champ proche dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme	57
2.1	Propagation acoustique dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme	57
2.2	Approche spectrale	58
2.2.1	Cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme	58
2.2.2	Cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme	59
2.3	Approche réelle	60
2.3.1	Théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté	61
2.3.2	Cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme	62
2.3.3	Cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme	63
2.3.4	Extension de l'approche réelle	64
3	Conclusion	67

Ce chapitre est dans un premier temps consacré à une présentation théorique de l'Holographie acoustique de champ proche (Nearfield Acoustic Holography) sans écoulement, mettant notamment en avant le rôle des propagateurs spatiaux qui servent de base à la méthode. Cette présentation permet dans un deuxième temps de développer l'extension de l'Holographie acoustique de champ proche à l'étude de sources se propageant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme. L'influence de l'orientation de l'écoulement sur la formulation, et notamment sur les propagateurs, est étudiée en distinguant les cas où l'écoulement est parallèle de ceux où l'écoulement est perpendiculaire au plan hologramme (ou plan de mesure). La théorie associée à la NAH peut être abordée sous deux angles différents selon que l'on raisonne dans l'espace spectral ou réel. Ces deux approches sont présentées ici dans le cas de la NAH dite plane, c'est-à-dire dans le cas de surfaces hologramme et d'évaluation planes.

1 Holographie acoustique de champ proche dans un milieu au repos

Cette section est consacrée à une présentation théorique de l'Holographie acoustique de champ proche (inspirée du livre de Williams [42]) développée par Maynard *et al.* [37, 38] dans les années 1980. Cette présentation permet d'introduire les équations et les notations qui seront utilisées dans la section suivante pour l'extension de la NAH plane à l'étude de sources se propageant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme.

1.1 Propagation acoustique dans un milieu au repos

Cette première sous-section présente les équations de propagation acoustique pour un milieu fluide au repos qui servent de base au développement holographique dans les espaces spectral et réel.

Le mouvement d'un fluide parfait est principalement décrit par les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho(\mathbf{r}, t) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)) = 0 \quad (\text{II.1})$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) \left(\frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + (\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \right) = -\nabla p(\mathbf{r}, t) \quad (\text{II.2})$$

où $\mathbf{r} = (x, y, z)$, ρ correspond à la masse volumique du fluide, p à la pression, et $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ aux composantes de vitesse suivant x , y et z respectivement. La première équation traduit la compressibilité du fluide, donnée par l'équilibre entre la variation temporelle de masse entrant dans un volume fluide et le flux de quantité de mouvement associé. La seconde équation traduit l'inertie du système, associant à chaque fluctuation de pression un déplacement proportionnel à la masse volumique du milieu.

Le système d'équation composé de (II.1) et (II.2) n'est pas soluble en l'état car le nombre d'inconnues (ρ, p, \mathbf{u}) est supérieur au nombre d'équations. Une troisième équation, l'équation d'état, est alors utilisée pour fermer le problème. Dans le cas d'un gaz thermiquement et caloriquement parfait dont l'évolution est isentropique, cette équation prend la forme suivante :

$$\frac{dp(\mathbf{r}, t)}{p(\mathbf{r}, t)} = \gamma \frac{d\rho(\mathbf{r}, t)}{\rho(\mathbf{r}, t)} \quad (\text{II.3})$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques du milieu de propagation.

Le jeu d'équations constitué des équations (II.1), (II.2) et (II.3) doit être ensuite linéarisé pour permettre la description des oscillations des particules responsables du phénomène de propagation acoustique. Pour cela, chacune des grandeurs apparaissant dans ces équations est décomposée en une partie moyenne caractéristique du milieu (ρ_0, p_0, \mathbf{U}) et une partie fluctuante caractéristique des oscillations particulières (ρ, p, \mathbf{u}) :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_0 + \rho(\mathbf{r}, t)$$

$$p(\mathbf{r}, t) = p_0 + p(\mathbf{r}, t)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{U} + \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$$

, les grandeurs moyennes étant par hypothèse très grandes par rapport aux grandeurs fluctuantes.

En appliquant cette décomposition dans le cas d'un milieu fluide au repos ($\mathbf{U} = 0$) soumis à des oscillations particulières linéaires (termes d'ordre 2 négligeables) aux équations (II.1), (II.2) et (II.3), on obtient le système linéarisé suivant :

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \rho_0 \nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{II.4})$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\nabla p(\mathbf{r}, t) \quad (\text{II.5})$$

$$p(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) c^2 \quad (\text{II.6})$$

où $c = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$ est la vitesse du son dans le milieu considéré. Les grandeurs p et $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ désignent alors la pression et les différentes composantes de la vitesse acoustique.

Ces équations peuvent être combinées de manière à obtenir une seule équation dépendant d'une seule variable, l'équation d'onde, traduisant la propagation des ondes acoustiques dans un milieu fluide au repos sans terme source (Morse *et al.* [226] pages 227-305). Cette équation est généralement écrite pour la pression, mais elle peut être également écrite pour chaque composante de la vitesse ou la masse volumique en conservant la même forme :

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.7})$$

Dans le cas d'une onde monochromatique, l'équation d'onde (II.7) peut s'exprimer dans le domaine fréquentiel, sa transformée de Fourier temporelle est alors appelée *équation d'Helmholtz* :

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}, \omega) + k^2 p(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (\text{II.8})$$

où $k = \omega / c$ est le nombre d'onde, ω la fréquence angulaire, et $p(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} dt$ est la transformée de Fourier temporelle directe permettant d'exprimer la pression dans le domaine fréquentiel.

Le champ de pression acoustique généré par une onde plane, c'est-à-dire une onde se propageant dans une direction donnée de telle manière que la pression soit identique en tout point d'un plan perpendiculaire à sa direction de propagation, est la solution la plus simple de cette équation. Pour la condition de rayonnement à l'infini de Sommerfeld¹ $e^{-i\omega t}$ ce champ de pression

1. Cette condition détermine le signe de l'exponentielle décrivant les caractéristiques spatiales de l'onde (Eq. (II.9)) en fonction du signe de l'exponentielle donnant sa dépendance temporelle, de manière à ce que l'onde plane constitue une source et non un puits. Pour la condition de rayonnement à l'infini de Sommerfeld inverse (*i.e.* $e^{i\omega t}$), l'expression du champ de pression acoustique généré par une onde plane devient $p(\mathbf{r}, \omega) = A e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ et la transformée de Fourier temporelle directe de ce champ de pression s'écrit $p(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t} dt$.

a pour expression :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = Ae^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} = Ae^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (\text{II.9})$$

où A correspond à l'amplitude complexe de l'onde acoustique, $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ au vecteur des nombres d'onde suivant x , y et z respectivement, et $i = \sqrt{-1}$. Le champ de pression acoustique généré par une onde plane satisfait l'équation d'Helmholtz (II.8) si la relation suivante, appelée *relation de dispersion*, est vérifiée :

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (\text{II.10})$$

1.2 Approche spectrale

1.2.1 "Angular spectrum"

L'approche spectrale est basée sur le fait qu'une distribution de pression acoustique stationnaire (c'est-à-dire indépendante du temps) quelconque rayonnant dans le demi-espace sans source $z \geq 0$ peut être exprimée comme une somme d'ondes planes dans l'espace spectral (k_x, k_y) :

$$p(x, y, z, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} p(k_x, k_y, 0, \omega) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y \quad (\text{II.11})$$

où $p(k_x, k_y, 0, \omega)$ est l'amplitude complexe de l'onde plane dans le plan $z = 0$, et $1/4\pi^2$ une constante arbitraire introduite pour simplifier la suite des développements. Cette représentation, appelée "Angular spectrum", suppose que les sources étudiées sont confinées dans le demi-espace complémentaire $z < 0$.

Le nombre d'onde k étant une constante caractéristique de l'onde acoustique, les nombres d'onde k_x , k_y , k_z ne sont pas indépendants et le nombre d'onde k_z peut être exprimé en fonction des nombres d'onde k_x et k_y en utilisant la relation de dispersion (II.10) :

$$k_z = \pm \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (\text{II.12})$$

Dans ce cas, les ondes planes considérées sont *propagatives* (voir Figure II.1), c'est-à-dire qu'elles se propagent sans atténuation d'amplitude selon z .

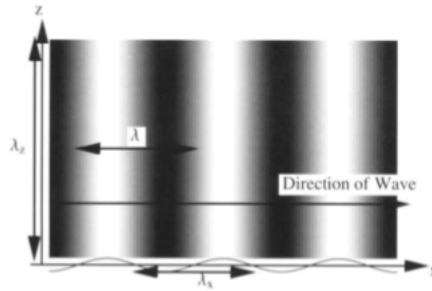


Figure II.1: Exemple de champ de pression instantané d'une onde plane propagative (Williams [42]).

Il est important de noter que l'équation d'Helmholtz est également vérifiée dans le cas d'ondes planes *évanescentes* (voir Figure II.2) d'amplitude décroissante selon z , pour lesquelles le nombre d'onde suivant z est complexe :

$$k_z = \pm i \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} \quad (\text{II.13})$$

Dans ce cas, la somme $k_x^2 + k_y^2$ est supérieure à k^2 .

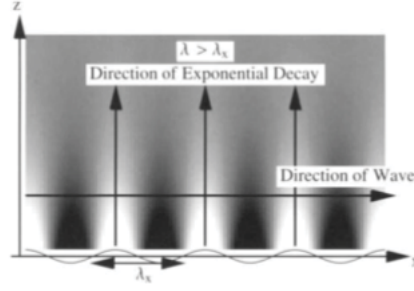


Figure II.2: Exemple de champ de pression instantané d'une onde plane évanescente (Williams [42]).

On peut alors utiliser les équations (II.12) et (II.13) écrites pour $k_z = 0$ pour définir un cercle, appelé *cercle de rayonnement*, délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes dans l'espace spectral (k_x, k_y) (voir Figure II.3) :

$$\left(\frac{k_x}{k}\right)^2 + \left(\frac{k_y}{k}\right)^2 = 1 \quad (\text{II.14})$$

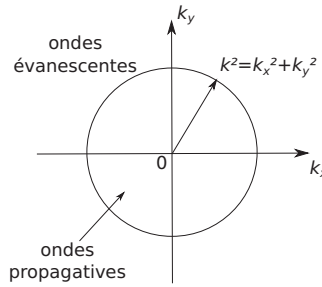


Figure II.3: Cercle de rayonnement délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes dans l'espace spectral (k_x, k_y) .

1.2.2 Propagateurs spectraux

La représentation du champ de pression acoustique dans l'espace spectral présentée précédemment peut être utilisée pour définir des propagateurs spatiaux dits *spectraux* [42].

En écrivant la distribution de pression acoustique étudiée dans le plan $z = 0$, l'équation (II.11) devient :

$$p(x, y, 0, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} p(k_x, k_y, 0, \omega) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = \mathcal{F}^{-1}[p(k_x, k_y, 0, \omega)] \quad (\text{II.15})$$

où \mathcal{F} et \mathcal{F}^{-1} désignent les transformées de Fourier spatiales bidimensionnelles directes et inverses respectivement. De cette manière, l'amplitude complexe des ondes planes dans l'espace spectral correspond à la transformée de Fourier spatiale de la distribution de pression acoustique en $z = 0$:

$$p(k_x, k_y, 0, \omega) = \iint_{-\infty}^{+\infty} p(x, y, 0, \omega) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy = \mathcal{F}[p(x, y, 0, \omega)] \quad (\text{II.16})$$

On peut alors obtenir une relation entre la transformée de Fourier spatiale de la distribution de pression acoustique dans le plan z et celle dans le plan $z = 0$:

$$\mathcal{F}[p(x, y, z, \omega)] = p(k_x, k_y, 0, \omega) e^{ik_z z} = \mathcal{F}[p(x, y, 0, \omega)] e^{ik_z z} \quad (\text{II.17})$$

En généralisant cette expression à un plan infini z' quelconque, on obtient :

$$\mathcal{F}[p(x, y, z, \omega)] = \mathcal{F}[p(x, y, z', \omega)]e^{ik_z(z-z')} \quad (\text{II.18})$$

En pratique, l'Holographie acoustique de champ proche plane est basée sur la connaissance du champ acoustique sur une surface de mesure plane finie, appelée *plan hologramme* z_h . L'égalité précédente fait alors apparaître un *propagateur spectral* G_{pp} , dit *pression-pression*, permettant de calculer la distribution de pression acoustique dans un plan z à partir de sa connaissance dans un plan hologramme z_h parallèle et de même dimension :

$$G_{pp}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega) = e^{ik_z(z-z_h)} \quad (\text{II.19})$$

où k_z est défini par les relations (II.12) et (II.13) :

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & \text{si } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.20})$$

Ce propagateur G_{pp} peut aussi permettre l'évaluation de la distribution d'une composante de la vitesse acoustique dans un plan z à partir de sa connaissance dans le plan hologramme z_h , on parlera alors de propagateur spectral *vitesse-vitesse*, noté alors G_{uu} .

En appliquant la transformée de Fourier spatiale bidimensionnelle à l'équation de conservation de la quantité de mouvement linéarisée (II.5) exprimée dans le domaine fréquentiel, on obtient l'équation d'Euler linéarisée :

$$-\rho i \omega u_i(k_x, k_y, z, \omega) = -i k_i p(k_x, k_y, z, \omega) \quad (\text{II.21})$$

Deux autres propagateurs spectraux G_{up} et G_{pu} , dit *vitesse-pression* et *pression-vitesse*, peuvent également être définis à partir de cette équation :

$$G_{up}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega) = \frac{\rho c k}{k_i} e^{ik_z(z-z_h)} \quad (\text{II.22})$$

$$G_{pu}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega) = \frac{k_i}{\rho c k} e^{ik_z(z-z_h)} \quad (\text{II.23})$$

où k_i correspond au nombre d'onde k_x , k_y ou k_z suivant la composante de vitesse acoustique u_x , u_y ou u_z considérée. La transformation de la distribution d'une composante u_i de la vitesse en pression ou de la distribution de pression en une composante u_i de la vitesse est alors donnée par les coefficients $\rho c k / k_i$ et $k_i / \rho c k$ respectivement.

L'intérêt de ces propagateurs est qu'ils permettent, à partir de la transformée de Fourier spatiale bidimensionnelle du champ acoustique (pression ou vitesse) mesuré dans le plan hologramme z_h , la *propagation* en champ lointain ou la *reconstruction* vers le plan source du champ acoustique (pression ou vitesse) dans l'espace spectral, selon le signe de $z - z_h$. Il suffit ensuite d'appliquer la transformée de Fourier spatiale inverse pour obtenir le champ correspondant dans l'espace réel.

Ces propagateurs spectraux permettent alors vingt opérations :

$$- \text{propagation } (\forall z \geq z_h) : \begin{cases} u_i(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{G_{up}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega)} p(\mathbf{r}, \omega) \\ p(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{G_{pu}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega)} u_i(\mathbf{r}, \omega) \\ p(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{G_{pp}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega)} p(\mathbf{r}, \omega) \\ u_i(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{G_{uu}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega)} u_i(\mathbf{r}, \omega) \end{cases}$$

$$- \text{reconstruction } (\forall z < z_h) : \begin{cases} u_i(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{G_{up}(k_x, k_y, z|z_h, \omega)} p(\mathbf{r}, \omega) \\ p(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{G_{pu}(k_x, k_y, z|z_h, \omega)} u_i(\mathbf{r}, \omega) \\ p(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{G_{pp}(k_x, k_y, z|z_h, \omega)} p(\mathbf{r}, \omega) \\ u_i(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{G_{uu}(k_x, k_y, z|z_h, \omega)} u_i(\mathbf{r}, \omega) \end{cases}$$

A partir de l'évaluation des champs de pression et de vitesse acoustique, le champ d'intensité et la puissance acoustique associés peuvent également être obtenus.

Le principe de l'Holographie acoustique de champ proche utilisant ces propagateurs spectraux est résumé sur la Figure II.4.

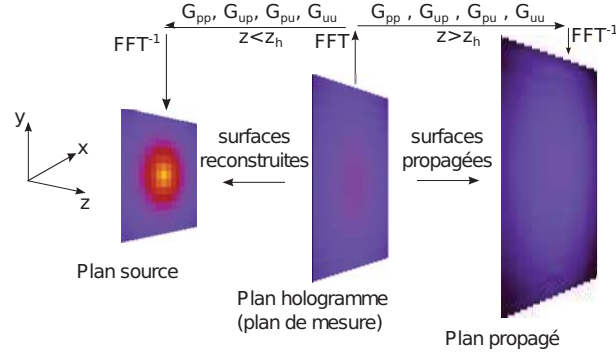


Figure II.4: Reconstruction ou propagation du champ acoustique mesuré dans le plan hologramme par NAH en utilisant les propagateurs spectraux.

La propagation ou la reconstruction des composantes propagatives du champ acoustique étudié dans l'espace spectral revient à lui faire subir une rotation de phase, alors que la propagation ou la reconstruction de ses composantes évanescentes correspond à une atténuation ou amplification exponentielle respectivement (voir Figure II.5). Ce sont ces composantes évanescentes qui créent la structure particulière du champ acoustique en champ proche. Ces comportements sont d'autant plus marqués que la somme $k_x^2 + k_y^2$ est élevée.

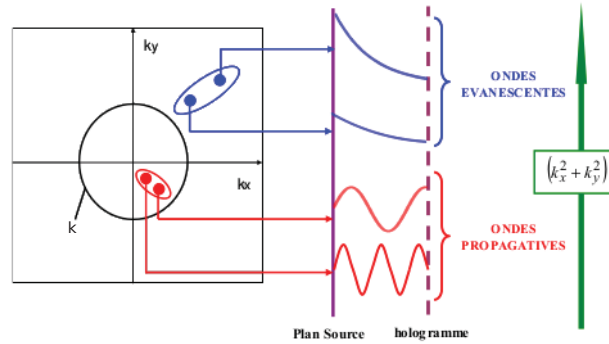


Figure II.5: Comportement des composantes propagatives et évanescentes des ondes acoustiques dans l'espace spectral suivant les valeurs de la somme $k_x^2 + k_y^2$ (Pascal [227]).

1.3 Approche réelle

1.3.1 Théorème de Kirchhoff-Helmholtz

L'équation d'Helmholtz (II.8) avec au second membre un terme source de type source ponctuelle, c'est-à-dire une source acoustique localisée en un point \mathbf{r}' de l'espace, est donnée par :

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}, \omega) + k^2 p(\mathbf{r}, \omega) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (\text{II.24})$$

où δ est la distribution de Dirac telle que $\langle \delta, f \rangle = \iiint_V \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') f(\mathbf{r}) dV = f(\mathbf{r}')$.

Le champ de pression acoustique harmonique vérifiant cette équation d'Helmholtz inhomogène (II.24) correspond alors à la *fonction de Green en champ libre* G (Morse et al. [226] pages 306-399) :

$$G(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) = \frac{e^{ikR}}{4\pi R} \quad (\text{II.25})$$

où $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$. Cette fonction de Green en champ libre décrit la propagation acoustique du champ émis par la source ponctuelle dans un espace illimité.

En multipliant l'équation d'Helmholtz sans second membre (II.8) écrite pour \mathbf{r}' par cette fonction de Green en champ libre (II.25), et en l'intégrant sur le domaine V considéré, on obtient :

$$\iiint_V G(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) (\nabla^2 p(\mathbf{r}', \omega) + k^2 p(\mathbf{r}', \omega)) dV = 0 \quad (\text{II.26})$$

En intégrant ensuite le premier terme par partie deux fois et en utilisant le théorème de la divergence, cette expression devient :

$$\begin{aligned} & \iint_S \left(G(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} - p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} \right) dS \\ & + \iiint_V p(\mathbf{r}', \omega) (\nabla^2 G(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) + k^2 G(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)) dV = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

Enfin, en remarquant que le second terme de cette expression fait apparaître l'équation d'Helmholtz portant sur la fonction de Green en champ libre, on obtient le *théorème de Kirchhoff-Helmholtz* dans le domaine fréquentiel :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \iint_S \left(p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} - G(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} \right) dS \quad (\text{II.28})$$

où \mathbf{n} est la normale extérieure à la surface S contenant les sources. On peut alors dire que la fonction de Green en champ libre est un noyau de Green pour l'équation d'Helmholtz. Ce théorème permet de résoudre le problème de Helmholtz dit extérieur, c'est-à-dire de déterminer la pression acoustique rayonnée par les sources en un point \mathbf{r} situé dans l'espace sans sources à partir de la connaissance du champ acoustique (pression et gradient de pression normal) sur la surface S au moyen de la fonction de Green en champ libre (voir Figure II.6).

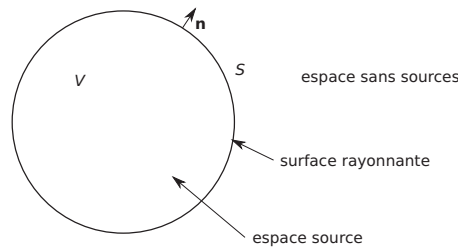


Figure II.6: Géométrie associée au problème de Helmholtz extérieur.

1.3.2 Propagateurs réels

L'approche réelle est basée sur le théorème de Kirchhoff-Helmholtz qui permet de définir des propagateurs spatiaux dits *réels* [38].

Cependant l'utilisation de ce théorème nécessite la connaissance des champs de pression et de gradient de pression acoustique normal sur la surface S . Dans le cas de l'Holographie acoustique de champ proche plane, la surface S correspond à un plan infini z' séparant le demi-espace source du demi-espace sans sources. En appliquant les conditions limites de Neumann (fonction de Green de dérivée normale nulle sur la surface S) et de Dirichlet (fonction de Green nulle sur la surface S) homogènes au théorème de Kirchhoff-Helmholtz (II.28), on obtient alors les *intégrales de Rayleigh* :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = - \iint_S G_N(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial z'} dx' dy' \quad \forall z \geq z' \quad (\text{II.29})$$

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \iint_S p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G_D(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial z'} dx' dy' \quad \forall z \geq z' \quad (\text{II.30})$$

Ces intégrales permettent de déterminer la pression acoustique rayonnée en un point \mathbf{r} situé dans le demi-espace sans sources $z \geq z'$ à partir de la connaissance du champ de pression ou de gradient de pression acoustique normal sur le plan infini z' contenant les sources au moyen des fonctions de Green G_N et G_D dites de Neumann et de Dirichlet. En pratique, le champ acoustique étant mesuré sur une surface finie, le plan infini z' est restreint au plan hologramme z_h ².

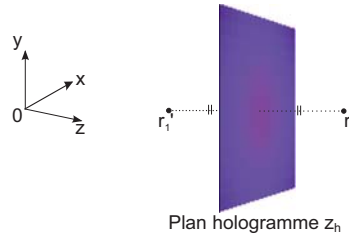


Figure II.7: Schéma illustrant le principe de la méthode des sources images.

Ces fonctions de Green peuvent être déterminées par la méthode des sources images (voir Figure II.7). La *fonction de Green de Neumann* est obtenue par superposition de la fonction de Green en champ libre (II.25) décrivant le rayonnement d'une source ponctuelle située en \mathbf{r}_1 dans l'espace $z \geq z_h$ et de celle décrivant le rayonnement de la source ponctuelle symétrique par rapport à z_h avec $z_1 \rightarrow z_h$:

$$\begin{aligned} G_N(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega) &= (G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_1, \omega) + G(\mathbf{r} | \mathbf{r}'_1, \omega))_{z_1 \rightarrow z_h} \\ &= \frac{e^{ikR}}{2\pi R} \end{aligned} \quad (\text{II.31})$$

où $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ et $\mathbf{r}'_1 = (x_1, y_1, 2z_h - z_1)$. La fonction de Green de Neumann ainsi définie correspond alors à la fonction de Green dans le demi-espace $z \geq z_h$, et la dérivée de cette

2. Ce plan hologramme z_h (ou de mesure) doit être de dimension suffisamment importante afin d'éviter les effets de troncature du champ acoustique (voir la sous-section 2.1.2.a du Chapitre 1).

fonction par rapport à z_1 s'annule quand $z_1 \rightarrow z_h$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_N(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial z_h} &= \left(\frac{\partial G_N(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_1, \omega)}{\partial z_1} + \frac{\partial G_N(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}'_1, \omega)}{\partial z_1} \right)_{z_1 \rightarrow z_h} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.32})$$

La *fonction de Green de Dirichlet* est obtenue par soustraction des deux fonctions de Green décrivant le rayonnement de deux sources ponctuelles symétriques par rapport à z_h introduites précédemment :

$$\begin{aligned} G_D(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) &= (G(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_1, \omega) - G(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}'_1, \omega))_{z_1 \rightarrow z_h} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.33})$$

Cette fonction s'annule quand $z_1 \rightarrow z_h$, par contre la dérivée de cette fonction par rapport à z_1 quand $z_1 \rightarrow z_h$ est non nulle :

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_D(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial z_h} &= \left(\frac{\partial G_D(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_1, \omega)}{\partial z_1} - \frac{\partial G_D(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}'_1, \omega)}{\partial z_1} \right)_{z_1 \rightarrow z_h} \\ &= \frac{e^{ikR}}{2\pi R^3} (1 - ikR)(z - z_h) \end{aligned} \quad (\text{II.34})$$

L'équation d'Euler linéarisée (II.5) exprimée dans le domaine fréquentiel peut être utilisée pour exprimer le gradient de pression acoustique normal dans la première intégrale de Rayleigh (II.29) en fonction de la vitesse acoustique normale, ici u_z :

$$\partial p(\mathbf{r}_h, \omega) / \partial z_h = i\rho\omega u_z(\mathbf{r}_h, \omega) \quad (\text{II.35})$$

De cette manière, les intégrales de Rayleigh (II.29) et (II.30) permettent de relier la pression acoustique rayonnée au point \mathbf{r} au champ de pression ou de vitesse acoustique normale sur le plan hologramme z_h , au moyen de deux *propagateurs réels* vitesse-pression et pression-pression :

$$G_{up}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) = -i\rho\omega G_N(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) \quad (\text{II.36})$$

$$G_{pp}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) = \partial G_D(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) / \partial z_h \quad (\text{II.37})$$

Cependant, les intégrales de Rayleigh utilisant ces propagateurs réels ne permettent que la propagation du champ acoustique dans l'espace $z \geq z_h$.

C'est pourquoi l'approche réelle de l'Holographie acoustique de champ proche utilise l'expression de ces équations intégrales dans l'espace spectral :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}[u_z(\mathbf{r}_h, \omega)] \mathcal{F}[G_{up}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega)]] \quad (\text{II.38})$$

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}[p(\mathbf{r}_h, \omega)] \mathcal{F}[G_{pp}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega)]] \quad (\text{II.39})$$

Dans ce cas, le produit de convolution devient une simple multiplication, permettant de résoudre le problème inverse $z < z_h$ par division du champ acoustique connu par le propagateur souhaité. Ainsi, les transformées de Fourier spatiales bidimensionnelles des propagateurs réels G_{up} et G_{pp} permettent la propagation en champ lointain du champ acoustique (pression ou vitesse acoustique) mesuré dans le plan hologramme z_h , alors que l'inverse des transformées de Fourier spatiales de ces propagateurs permettent sa reconstruction vers le plan source. Comme pour l'approche spectrale, le propagateur G_{pp} peut également permettre l'évaluation de la distribution d'une composante de la vitesse dans un plan z à partir de sa connaissance dans le

plan hologramme z_h , correspondant alors à un propagateur vitesse-vitesse G_{uu} .

Cependant, contrairement aux propagateurs spectraux, ces propagateurs réels ne permettent que dix opérations :

$$\begin{aligned}
 - \text{propagation } (\forall z \geq z_h) : & \begin{cases} u_z(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{\mathcal{F}[G_{up}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_h, \omega)]} p(\mathbf{r}, \omega) \\ p(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{\mathcal{F}[G_{pp}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_h, \omega)]} p(\mathbf{r}, \omega) \\ u_i(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{\mathcal{F}[G_{uu}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_h, \omega)]} u_i(\mathbf{r}, \omega) \end{cases} \\
 - \text{reconstruction } (\forall z < z_h) : & \begin{cases} p(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{1/\mathcal{F}[G_{up}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_h, \omega)]} u_z(\mathbf{r}, \omega) \\ p(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{1/\mathcal{F}[G_{pp}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_h, \omega)]} p(\mathbf{r}, \omega) \\ u_i(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow{1/\mathcal{F}[G_{uu}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_h, \omega)]} u_i(\mathbf{r}, \omega) \end{cases}
 \end{aligned}$$

En effet, les intégrales de Rayleigh ne permettent pas d'obtenir un propagateur réel pression-vitesse pour la propagation, et l'inverse du propagateur réel vitesse-pression pour la propagation correspond en fait à un propagateur réel pression-vitesse pour la reconstruction. De plus, le propagateur réel vitesse-pression ne donne accès qu'à la composante normale de la vitesse acoustique car seul le gradient de pression acoustique normal intervient dans les intégrales de Rayleigh. Une combinaison de ces propagateurs réels permettant d'obtenir les propagateurs manquants sera proposée à la fin de ce chapitre (voir la sous-section 2.3.4).

Le principe de l'Holographie acoustique de champ proche utilisant la transformée de Fourier de ces propagateurs réels est résumé sur la Figure II.8.

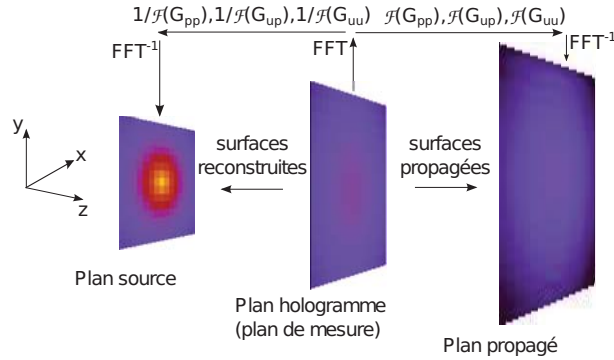


Figure II.8: Reconstruction ou propagation du champ acoustique mesuré dans le plan hologramme par NAH en utilisant les propagateurs réels.

1.4 Des propagateurs spectraux aux réels

Un raisonnement permettant de déduire les propagateurs réels pression-pression et vitesse-pression des propagateurs spectraux correspondants est présenté ci-dessous (Williams [42]).

Ce raisonnement s'appuie sur l'intégrale de Weyl, utilisée pour la première fois dans le cadre de la résolution du problème inverse de diffraction d'onde par Lalor [228] en 1968 :

$$\frac{e^{ikR}}{R} = \frac{i}{2\pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{i(k_x(x-x') + k_y(y-y'))} \frac{e^{ik_z|z-z'|}}{k_z} dk_x dk_y \quad (\text{II.40})$$

Cette intégrale décrit l'expansion des ondes sphériques (membre de gauche) en ondes planes (membre de droite).

En se limitant à l'espace $z \geq z_h$ et en dérivant cette intégrale par rapport à z_h , on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial z_h} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) = \frac{-1}{2\pi} \iint e^{i(k_x(x-x') + k_y(y-y'))} e^{ik_z(z-z_h)} dk_x dk_y \quad (\text{II.41})$$

$$= -2\pi \mathcal{F}^{-1}[G_{pp}(k_x, k_y, z | z_h, \omega)] \quad (\text{II.42})$$

, ce qui permet de faire apparaître le propagateur pression-pression réel :

$$\begin{aligned} G_{pp}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega) &= \mathcal{F}^{-1}[G_{pp}(k_x, k_y, z | z_h, \omega)] \\ &= \frac{-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_h} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.43})$$

Le propagateur vitesse-pression réel peut être déterminé de la même manière en écrivant la transformée de Fourier spatiale inverse du propagateur spectral correspondant et en utilisant l'intégrale de Weyl :

$$\begin{aligned} G_{up}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega) &= \mathcal{F}^{-1}[G_{up}(k_x, k_y, z | z_h, \omega)] \\ &= \frac{\rho c k}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{i(k_x(x-x') + k_y(y-y'))} \frac{e^{ik_z|z-z_h|}}{k_z} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (\text{II.44})$$

$$= -i\rho c k \frac{e^{ikR}}{2\pi R} \quad (\text{II.45})$$

Les propagateurs réels pression-pression et vitesse-pression définis ci-dessus à partir des propagateurs spectraux sont bien identiques à ceux obtenus dans la section précédente (cf. Equations (II.36) et (II.37)). Ainsi, les propagateurs spectraux correspondent en fait au résultat analytique dans l'espace spectral de la transformée de Fourier spatiale des propagateurs réels. On montrera dans le chapitre suivant qu'en pratique utiliser la transformée de Fourier numérique des propagateurs réels ou leur expression analytique dans l'espace spectral n'est pas toujours équivalent.

2 Holographie acoustique de champ proche dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme

Cette section est consacrée à l'extension de l'Holographie acoustique de champ proche à l'étude de sources rayonnant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme. La démarche présentée se base sur les équations et les notations introduites dans la section précédente. L'influence de l'orientation de l'écoulement sur la formulation holographique est abordée.

2.1 Propagation acoustique dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme

Cette première sous-section présente les équations de propagation acoustique pour un milieu fluide en mouvement à une vitesse subsonique uniforme qui servent de base au développement holographique en écoulement.

En supposant que les perturbations acoustiques sont petites et se superposent à l'écoulement sans le modifier, les oscillations particulières linéaires responsables de la propagation acoustique dans un fluide parfait isentropique en mouvement à une vitesse subsonique uniforme

sont décrites par les *équations d'Euler linéarisées* suivantes (Morse *et al.* [226] pages 698-780) :

$$\frac{D\rho(\mathbf{r}, t)}{Dt} + \rho_0 \nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{II.46})$$

$$\rho_0 \frac{D\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)}{Dt} = -\nabla p(\mathbf{r}, t) \quad (\text{II.47})$$

$$p(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t)c^2 \quad (\text{II.48})$$

où $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla$ est la dérivée totale tenant compte d'un écoulement subsonique uniforme à la vitesse \mathbf{U} , de masse volumique ρ_0 et de pression p_0 telles que $c = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$.

De la même manière que pour le cas sans écoulement, ces équations peuvent être combinées de manière à obtenir une équation scalaire dépendant d'une seule variable, l'*équation d'onde convectée* :

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{D^2 p(\mathbf{r}, t)}{Dt^2} = 0 \quad (\text{II.49})$$

Cette équation traduit à la fois la propagation des ondes à la vitesse c et la convection induite par l'écoulement subsonique uniforme à la vitesse \mathbf{U} .

Dans le cas d'ondes acoustiques stationnaires, cette équation d'onde convectée peut s'exprimer dans le domaine fréquentiel et est appelée *équation d'Helmholtz convectée* :

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}, \omega) + k^2 \left(1 + \frac{i}{\omega} \mathbf{U} \cdot \nabla \right)^2 p(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (\text{II.50})$$

En résolvant l'équation d'Helmholtz convectée pour une onde plane (II.9), une nouvelle *relation de dispersion* tenant compte d'un écoulement à une vitesse subsonique uniforme peut être déterminée. Dans le cas d'un écoulement suivant x cette relation est la suivante :

$$k^2 = \beta^2 k_x^2 + 2kMk_x + k_y^2 + k_z^2 \quad (\text{II.51})$$

où $M = U/c$ est le nombre de Mach de l'écoulement, et $\beta = \sqrt{1 - M^2}$.

2.2 Approche spectrale

De la même manière que pour le cas sans écoulement, l'approche spectrale est basée sur la décomposition du champ acoustique étudié en une somme d'ondes planes propagatives et évanescentes dans l'espace spectral (II.11). Cependant, la répartition des ondes planes et évanescentes dans l'espace spectral diffère selon l'orientation de l'écoulement, on distinguera donc les cas où l'écoulement est parallèle au plan hologramme (travaux de Kwon *et al.* [7] présentés fin 2010) de ceux où l'écoulement est perpendiculaire au plan hologramme.

2.2.1 Cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme

Dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme $\mathbf{U} = U\mathbf{x}$ parallèle au plan hologramme z_h , le nombre d'onde suivant z peut être exprimé en fonction des nombres d'onde k_x et k_y en utilisant la relation de dispersion (II.51) :

$$k_{z\beta} = \begin{cases} \sqrt{k^2 - \beta^2 k_x^2 - 2kMk_x - k_y^2} & \text{si } \beta^2 k_x^2 + 2kMk_x + k_y^2 \leq k^2 \\ i\sqrt{\beta^2 k_x^2 + 2kMk_x + k_y^2 - k^2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.52})$$

On peut alors utiliser ces expressions pour définir une ellipse, appelée *ellipse de rayonnement*,

décentrée vers l'amont délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes dans l'espace spectral (k_x, k_y) (voir Figure II.9) :

$$\left(\frac{k_x + kM/\beta^2}{k/\beta^2} \right)^2 + \left(\frac{k_y}{k/\beta} \right)^2 = 1 \quad (\text{II.53})$$

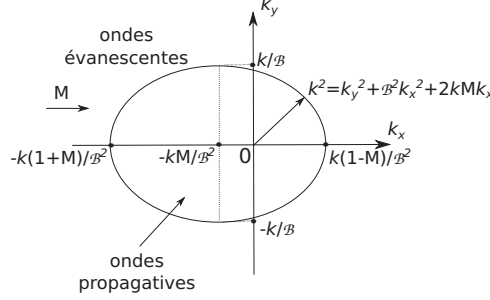


Figure II.9: Ellipse de rayonnement délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes dans l'espace spectral (k_x, k_y) pour une distribution de pression rayonnant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme parallèle au plan hologramme.

Des propagateurs spectraux dits *convectés* décrivant la propagation acoustique au sein d'un écoulement subsonique uniforme parallèle au plan hologramme peuvent alors être définis à partir de cette représentation spectrale (Kwon *et al.* [7]). Les propagateurs spectraux pression-pression et vitesse-vitesse convectés ont la même forme que leurs équivalents sans écoulement, avec $k_{z\beta}$ défini par la relation (II.52) :

$$G_{pp\beta}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega) = G_{uu\beta}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega) = e^{ik_{z\beta}(z-z_h)} \quad (\text{II.54})$$

où l'indice β indique la convection des ondes acoustiques par l'écoulement. De même, les propagateurs spectraux vitesse-pression et pression-vitesse convectés sont déterminés à partir de la transformée de Fourier spatiale de l'équation d'Euler convectée (II.47) exprimée dans le domaine fréquentiel :

$$\rho(-i\omega + Uik_x) u_i(k_x, k_y, z, \omega) = -ik_i p(k_x, k_y, z, \omega) \quad (\text{II.55})$$

ce qui donne les expressions suivantes, avec $k_{z\beta}$ défini par la relation (II.52) :

$$G_{up\beta}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega) = \frac{\rho c(k - Mk_x)}{k_i} e^{ik_{z\beta}(z-z_h)} \quad (\text{II.56})$$

$$G_{pu\beta}(k_x, k_y, z \mid z_h, \omega) = \frac{k_i}{\rho c(k - Mk_x)} e^{ik_{z\beta}(z-z_h)} \quad (\text{II.57})$$

2.2.2 Cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme

L'approche développée par Kwon *et al.* [7] dans le cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme a été étendue dans le cadre de cette thèse au cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme.

Dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme $\mathbf{U} = U\mathbf{x}$ perpendiculaire au plan hologramme x_h , le nombre d'onde suivant x peut être exprimé en fonction des nombres d'onde k_y

et k_z en utilisant la relation de dispersion (II.51) :

$$k_{x\beta} = \begin{cases} \left(-kM + \sqrt{k^2 - \beta^2(k_y^2 + k_z^2)} \right) / \beta^2 & \text{si } \beta^2(k_y^2 + k_z^2) \leq k^2 \\ \left(-kM + i\sqrt{\beta^2(k_y^2 + k_z^2) - k^2} \right) / \beta^2 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.58})$$

On peut alors utiliser ces expressions pour définir un *cercle de rayonnement* délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes dans l'espace spectral (k_y, k_z) , de rayon plus important que le cercle de rayonnement en l'absence d'écoulement (voir Figure II.10) :

$$\left(\frac{k_y}{k/\beta} \right)^2 + \left(\frac{k_z}{k/\beta} \right)^2 = 1 \quad (\text{II.59})$$

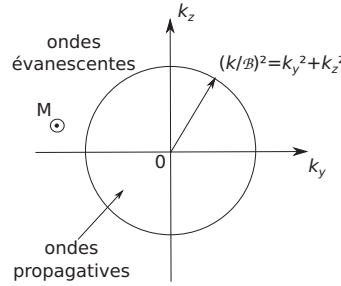


Figure II.10: Cercle de rayonnement délimitant les ondes planes propagatives et évanescentes pour une distribution de pression rayonnant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme perpendiculaire au plan hologramme.

Des propagateurs spectraux dits *convectés* décrivant la propagation acoustique au sein d'un écoulement subsonique uniforme perpendiculaire au plan hologramme peuvent alors être définis à partir de cette représentation spectrale. Ces propagateurs spectraux convectés ont la même forme que leurs équivalents avec un écoulement parallèle au plan hologramme, avec $k_{x\beta}$ défini par la relation (II.58) :

$$G_{pp\beta}(x \mid x_h, k_y, k_z, \omega) = G_{uu\beta}(x \mid x_h, k_y, k_z, \omega) = e^{ik_{x\beta}(x-x_h)} \quad (\text{II.60})$$

$$G_{up\beta}(x \mid x_h, k_y, k_z, \omega) = \frac{\rho c(k - Mk_{x\beta})}{k_i} e^{ik_{x\beta}(x-x_h)} \quad (\text{II.61})$$

$$G_{pu\beta}(x \mid x_h, k_y, k_z, \omega) = \frac{k_i}{\rho c(k - Mk_{x\beta})} e^{ik_{x\beta}(x-x_h)} \quad (\text{II.62})$$

2.3 Approche réelle

De la même manière que pour le cas sans écoulement, l'approche réelle est basée sur le théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté qui permet de définir des propagateurs spatiaux réels convectés. Cependant, ces propagateurs réels convectés diffèrent selon l'orientation de l'écoulement. On distinguera donc, comme pour l'approche spectrale, les cas où l'écoulement est parallèle au plan hologramme de ceux où l'écoulement est perpendiculaire au plan hologramme.

2.3.1 Théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté

Dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme $\mathbf{U} = U\mathbf{x}$, l'équation d'Helmholtz convectée (II.50) portant sur la fonction de Green en champ libre convectée G_β prend la forme suivante :

$$\nabla^2 G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) + k^2 G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) + 2ikM \frac{\partial G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial x} - M^2 \frac{\partial^2 G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial x^2} = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (\text{II.63})$$

En appliquant la transformation de Prandtl-Glauert : $\tilde{x} = x/\beta$, $\tilde{y} = y$, $\tilde{z} = z$, $\tilde{k} = k/\beta$, $\tilde{f} = f e^{ikM\tilde{x}}$, l'équation précédente peut être réduite à l'équation d'Helmholtz classique :

$$\tilde{\nabla}^2 \tilde{G}_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) + \tilde{k}^2 \tilde{G}_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) = -\delta(\sqrt{1-M^2}(\tilde{x} - \tilde{x}'))\delta(\tilde{y} - \tilde{y}')\delta(\tilde{z} - \tilde{z}') \quad (\text{II.64})$$

La solution de cette équation est alors simplement la fonction de Green en champ libre classique dans le domaine de transformation :

$$\tilde{G}_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) = \frac{e^{ik|\tilde{\mathbf{r}} - \tilde{\mathbf{r}}'|}}{\sqrt{1-M^2} |\tilde{\mathbf{r}} - \tilde{\mathbf{r}}'|} = G_\beta e^{ikM(\tilde{x} - \tilde{x}')} \quad (\text{II.65})$$

La transformation de Prandtl-Glauert inverse permet donc d'obtenir la *fonction de Green en champ libre convectée* pour un écoulement subsonique uniforme suivant x :

$$G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) = \frac{e^{ik(r_\beta - M(x-x'))/\beta^2}}{4\pi r_\beta} \quad \forall M < 1 \quad (\text{II.66})$$

où $r_\beta = \sqrt{(x-x')^2 + \beta^2[(y-y')^2 + (z-z')^2]}$.

Le théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté peut alors être obtenu en multipliant l'équation d'Helmholtz convectée sans second membre (II.50) écrite en \mathbf{r}' par la fonction de Green en champ libre convectée et en l'intégrant sur le domaine considéré :

$$\iiint_V G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \left(\nabla^2 p(\mathbf{r}', \omega) + k^2 p(\mathbf{r}', \omega) + 2ikM \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial x} - M^2 \frac{\partial^2 p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial x^2} \right) dV = 0 \quad (\text{II.67})$$

En intégrant ensuite le premier et le quatrième terme par partie deux fois, le troisième terme par partie une fois, et en utilisant le théorème de la divergence, cette expression devient :

$$\begin{aligned} & \iint_S \left[\left(G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} - p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} \right) \right. \\ & \quad \left. - M^2 \left(G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial x} - p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial x} \right) n_x \right. \\ & \quad \left. + 2ikM G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) p(\mathbf{r}', \omega) n_x \right] dS + \\ & \quad \iiint_V p(\mathbf{r}', \omega) \left(\nabla^2 G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) + k^2 G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \right. \\ & \quad \left. - 2ikM \frac{\partial G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial x} - M^2 \frac{\partial^2 G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial x^2} \right) dV = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.68})$$

où $n_x = \mathbf{n} \cdot \mathbf{x}$. Enfin, en remarquant que le second terme de cette expression fait apparaître l'équation d'Helmholtz convectée portant sur la fonction de Green en champ libre convectée,

on obtient le *théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté* dans le domaine fréquentiel :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \iint_S \left[\left(p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} - G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial \mathbf{n}} \right) - M^2 \left(p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial x} - G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial x} \right) n_x - 2ikMG_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)p(\mathbf{r}', \omega)n_x \right] dS \quad (\text{II.69})$$

Ces équations convectées, classiquement utilisées lors de la mise en oeuvre de méthodes aux éléments finis de frontière (BEM) en écoulement subsonique uniforme (voir par exemple les travaux de Wu *et al.* [229]), servent de base au développement de propagateurs réels convectés dans les sous-sections suivantes.

2.3.2 Cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme

Dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme $\mathbf{U} = U\mathbf{x}$ parallèle au plan infini z' contenant les sources, c'est-à-dire pour $n_x = 0$, le théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté (II.69) se réduit à :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \iint_S \left(p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega)}{\partial z'} - G_\beta(\mathbf{r} | \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial z'} \right) dx'dy' \quad \forall z \geq z' \quad (\text{II.70})$$

Dans ce cas, le théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté à la même forme que le théorème de Kirchhoff-Helmholtz sans écoulement (II.28), faisant intervenir la fonction de Green en champ libre convectée (II.66) à la place de la fonction de Green en champ libre classique (II.25).

En considérant maintenant le plan hologramme z_h , c'est-à-dire la restriction du plan infini z' à la zone où le champ acoustique rayonné par les sources étudiées est non négligeable, et en appliquant les conditions limites de Neumann et de Dirichlet homogènes au théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté (II.70), on obtient les *intégrales de Rayleigh convectées* pour un écoulement subsonique uniforme parallèle au plan hologramme :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = - \iint_S G_{N_\beta}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}_h, \omega)}{\partial z_h} dx'dy' \quad \forall z \geq z_h \quad (\text{II.71})$$

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \iint_S p(\mathbf{r}_h, \omega) \frac{\partial G_{D_\beta}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial z_h} dx'dy' \quad \forall z \geq z_h \quad (\text{II.72})$$

Ces équations font intervenir les *fonctions de Green de Neumann et de Dirichlet convectées* qui peuvent être déterminées par la méthode des sources images en suivant la même démarche que pour le cas sans écoulement :

$$G_{N_\beta}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega) = \frac{e^{ik(r_\beta - M(x-x'))/\beta^2}}{2\pi r_\beta} \quad (\text{II.73})$$

$$\frac{\partial G_{D_\beta}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial z_h} = \frac{e^{ik(r_\beta - M(x-x'))/\beta^2}}{2\pi r_\beta^3} (\beta^2 - ikr_\beta)(z - z_h) \quad (\text{II.74})$$

A partir de ces fonctions de Green convectées et de l'équation d'Euler linéarisée convectée (II.47) exprimée dans le domaine fréquentiel :

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_h, \omega)}{\partial z_h} = -\rho \left(-i\omega + U \frac{\partial}{\partial x} \right) u_n(\mathbf{r}_h, \omega) \quad (\text{II.75})$$

des propagateurs réels vitesse-pression, pression-pression et vitesse-vitesse *convectés* peuvent être définis :

$$G_{up\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) = \rho G_{N\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) \left(-i\omega + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \quad (\text{II.76})$$

$$G_{pp\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) = G_{uu\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) = \frac{\partial G_{D\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial z_h} \quad (\text{II.77})$$

On peut remarquer que, contrairement au cas sans écoulement, l'équation d'Euler linéarisée convectée (II.75) dépend ici de la vitesse acoustique normale et du gradient de vitesse acoustique normale suivant la direction de l'écoulement.

2.3.3 Cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme

Dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme $\mathbf{U} = U\mathbf{x}$ perpendiculaire au plan infini x' , c'est-à-dire pour $n_x = 1$, le théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté (II.69) se réduit à :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \iint_S \left[\beta^2 \left(p(\mathbf{r}', \omega) \frac{\partial G_\beta(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}', \omega)}{\partial x} - G_\beta(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}', \omega) \frac{\partial p(\mathbf{r}', \omega)}{\partial x} \right) - 2ikMG_\beta(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}', \omega)p(\mathbf{r}', \omega) \right] dy' dz' \quad \forall x \geq x' \quad (\text{II.78})$$

En considérant maintenant le plan hologramme x_h , c'est-à-dire la restriction du plan infini x' à la zone où le champ acoustique rayonné par les sources étudiées est non négligeable, et en appliquant les conditions limites de Neumann et de Dirichlet homogènes au théorème de Kirchhoff-Helmholtz convecté (II.70), on obtient les *intégrales de Rayleigh convectées* pour un écoulement subsonique uniforme perpendiculaire au plan hologramme :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = - \iint_S G_{N\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) \left(\beta^2 \frac{\partial p(\mathbf{r}_h, \omega)}{\partial x} + 2ikMp(\mathbf{r}_h, \omega) \right) dy' dz' \quad \forall x \geq x_h \quad (\text{II.79})$$

$$p(\mathbf{r}, \omega) = \iint_S \beta^2 p(\mathbf{r}_h, \omega) \frac{\partial G_{D\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial x} dy' dz' \quad \forall x \geq x_h \quad (\text{II.80})$$

faisant intervenir les *fonctions de Green de Neumann et de Dirichlet convectées* déterminées par la méthode des sources images :

$$G_{N\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) = \frac{e^{ik(r_\beta - M(x - x_h))/\beta^2}}{2\pi r_\beta} \quad (\text{II.81})$$

$$\frac{\partial G_{D\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial x_h} = \frac{e^{ik(r_\beta - M(x - x_h))/\beta^2}}{2\pi r_\beta^3} \left[\left(1 - \frac{ikr_\beta}{\beta^2} \right) (x - x_h) + \frac{ikMr_\beta^2}{\beta^2} \right] \quad (\text{II.82})$$

Dans ce cas, l'intégrale de Rayleigh donnée par la condition de Neumann (II.79) étant dépendante à la fois du gradient de pression acoustique normal et de la pression acoustique sur le plan hologramme, aucun propagateur réel convecté vitesse-pression ne peut être défini à partir de cette équation. Cependant, des propagateurs réels pression-pression et vitesse-vitesse convectés peuvent être déterminés à partir de la deuxième intégrale de Rayleigh (II.80) :

$$G_{pp\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) = G_{uu\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega) = \beta^2 \frac{\partial G_{D\beta}(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial x_h} \quad (\text{II.83})$$

2.3.4 Extension de l'approche réelle

Les sous-sections précédentes ont permis de déterminer les propagateurs spatiaux réels convectés décrivant la propagation des ondes acoustiques au sein d'un écoulement subsonique uniforme parallèle ou perpendiculaire au plan hologramme. Cependant, comme pour le cas sans écoulement (voir sous-section 1.3.2), ces propagateurs réels convectés permettent moins d'opérations que leurs équivalents spectraux, notamment dans le cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme.

Pour lever cette limitation dans le cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme, une combinaison des propagateurs réels convectés vitesse-pression (II.76) et pression-pression (II.77) est proposée :

1. le propagateur réel vitesse-pression convecté (II.76) est tout d'abord utilisé pour transformer la vitesse acoustique normale en pression acoustique dans le plan hologramme :

$$u_n(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow[\text{transformation}]{\mathcal{F}[G_{up_\beta}(\mathbf{r}_h|\mathbf{r}_h, \omega)]} p(\mathbf{r}_h, \omega)$$

2. l'inverse du propagateur réel pression-pression convecté (II.77) est ensuite utilisée pour reconstruire la pression acoustique vers le plan source :

$$p(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow[\text{reconstruction}]{1/\mathcal{F}[G_{pp_\beta}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_h, \omega)]} p(\mathbf{r}, \omega)$$

Cette combinaison permet de déterminer un propagateur réel vitesse-pression convecté assurant la reconstruction du champ acoustique au sein d'un écoulement subsonique uniforme parallèle au plan hologramme :

$$G_{up_\beta}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega) = \rho \frac{G_{N_\beta}(\mathbf{r}_h | \mathbf{r}_h, \omega)}{\partial G_{D_\beta}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_h, \omega) / \partial z_h} (-i\omega + U\partial/\partial x) \quad (\text{II.84})$$

Ce propagateur, comme le propagateur réel vitesse-pression convecté pour la propagation (II.76), nécessite toutefois la connaissance du champ de vitesse acoustique normale et de son gradient suivant la direction de l'écoulement dans le plan hologramme (voir sous-section 2.3.2).

Trois autres propagateurs réels peuvent alors être obtenus à partir de ce propagateur réel vitesse-pression convecté pour la reconstruction. En effet, l'inverse de ce propagateur correspond au propagateur réel pression-vitesse convecté pour la propagation, et ces deux propagateurs réels convectés écrits pour $M = 0$ se réduisent aux propagateurs réels correspondant dans un milieu au repos.

L'ensemble des propagateurs spectraux et réels ainsi définis permettant l'évaluation du champ acoustique (pression ou vitesse) avec et sans écoulement subsonique uniforme est récapitulé dans les Tableaux II.1 et II.2, les propagateurs développés dans le cadre de cette thèse étant indiqués en gris.

II.2 Holographie acoustique de champ proche dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme

Propagateurs spectraux	
Milieu au repos	
$G_{pp/uu}$	$e^{ik_z(z-z_h)} \text{ (II.19)}$
G_{pu}	$\frac{k_i e^{ik_z(z-z_h)}}{\rho c k} \text{ (II.23)}$
G_{up}	$\frac{\rho c k e^{ik_z(z-z_h)}}{k_i} \text{ (II.22)}$
Milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme parallèle au plan hologramme	
$G_{pp\beta/uu\beta}$	$e^{ik_{z\beta}(z-z_h)} \text{ (II.54)}$
$G_{pu\beta}$	$\frac{k_i e^{ik_{z\beta}(z-z_h)}}{\rho c(k-Mk_x)} \text{ (II.57)}$
$G_{up\beta}$	$\frac{\rho c(k-Mk_x) e^{ik_{z\beta}(z-z_h)}}{k_i} \text{ (II.56)}$
Milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme perpendiculaire au plan hologramme	
$G_{pp\beta/uu\beta}$	$e^{ik_{x\beta}(x-x_h)} \text{ (II.60)}$
$G_{pu\beta}$	$\frac{k_i e^{ik_{x\beta}(x-x_h)}}{\rho c(k-Mk_{x\beta})} \text{ (II.62)}$
$G_{up\beta}$	$\frac{\rho c(k-Mk_{x\beta}) e^{ik_{x\beta}(x-x_h)}}{k_i} \text{ (II.61)}$

TABLE II.1: Récapitulatif des propagateurs spectraux existants avec et sans écoulement subsonique uniforme.

		Propagateurs réels	
		Propagation	Reconstruction
Milieu au repos			
$G_{pp/uu}$	$\mathcal{F} \left[\frac{(1-ikR)(z-z_h)e^{ikR}}{2\pi R^3} \right] (\mathcal{F}(\text{II.37}))$	$\left(\mathcal{F} \left[\frac{(1-ikR)(z-z_h)e^{ikR}}{2\pi R^3} \right] \right)^{-1} (1/\mathcal{F}(\text{II.37}))$	
G_{pu}	$\left(\mathcal{F} \left[\frac{-i\rho\omega \left(\frac{e^{ikR}}{2\pi R} \right) \mathbf{r}=\mathbf{r}_h}{2\pi R^3 (1-ikR)(z-z_h)} \right] \right)^{-1} (1/\mathcal{F}(\text{II.84}) \text{ avec } M=0)$	$\left(\mathcal{F} \left[\frac{-i\rho\omega e^{ikR}}{2\pi R} \right] \right)^{-1} (1/\mathcal{F}(\text{II.36}))$	
G_{up}	$\mathcal{F} \left[\frac{-i\rho\omega e^{ikR}}{2\pi R} \right] (\mathcal{F}(\text{II.36}))$	$\mathcal{F} \left[\frac{-i\rho\omega \left(\frac{e^{ikR}}{2\pi R} \right) \mathbf{r}=\mathbf{r}_h}{2\pi R^3 (1-ikR)(z-z_h)} \right] (\mathcal{F}(\text{II.84}) \text{ avec } M=0)$	
Milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme parallèle au plan hologramme			
$G_{pp\beta/uu\beta}$	$\mathcal{F} \left[\frac{(\beta^2-ikr\beta)(z-z_h)e^{ik(r\beta-M(x-x'))/\beta^2}}{2\pi r\beta^3} \right] (\mathcal{F}(\text{II.77}))$	$\left(\mathcal{F} \left[\frac{(\beta^2-ikr\beta)(z-z_h)e^{ik(r\beta-M(x-x'))/\beta^2}}{2\pi r\beta^3} \right] \right)^{-1} (1/\mathcal{F}(\text{II.77}))$	
$G_{pu\beta}$	$\left(\mathcal{F} \left[\frac{\rho \left(\frac{e^{ik(r\beta-M(x-x'))/\beta^2}}{2\pi r\beta} \right) \mathbf{r}=\mathbf{r}_h (-i\omega+U\partial/\partial x)}{e^{ik(r\beta-M(x-x'))/\beta^2} (\beta^2-ikr\beta)(z-z_h)} \right] \right)^{-1} (1/\mathcal{F}(\text{II.84}))$	$\left(\mathcal{F} \left[\frac{\rho e^{ik(r\beta-M(x-x'))/\beta^2} (-i\omega+U\partial/\partial x)}{2\pi r\beta} \right] \right)^{-1} (1/\mathcal{F}(\text{II.76}))$	
$G_{up\beta}$	$\mathcal{F} \left[\frac{\rho e^{ik(r\beta-M(x-x'))/\beta^2} (-i\omega+U\partial/\partial x)}{2\pi r\beta^3} \right] (\mathcal{F}(\text{II.76}))$	$\mathcal{F} \left[\frac{\rho \left(\frac{e^{ik(r\beta-M(x-x'))/\beta^2}}{2\pi r\beta} \right) \mathbf{r}=\mathbf{r}_h (-i\omega+U\partial/\partial x)}{e^{ik(r\beta-M(x-x'))/\beta^2} (\beta^2-ikr\beta)(z-z_h)} \right] (\mathcal{F}(\text{II.84}))$	
Milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme perpendiculaire au plan hologramme			
$G_{pp\beta/uu\beta}$	$\mathcal{F} \left[\frac{\beta^2 \left((1-\frac{ikr\beta}{\beta^2})(x-x_h) + \frac{ikM^2}{\beta^2} \right) e^{ik(r\beta-M(x-x_h))/\beta^2}}{2\pi r\beta^3} \right] (\mathcal{F}(\text{II.83}))$	$\left(\mathcal{F} \left[\frac{\beta^2 \left((1-\frac{ikr\beta}{\beta^2})(x-x_h) + \frac{ikM^2}{\beta^2} \right) e^{ik(r\beta-M(x-x_h))/\beta^2}}{2\pi r\beta^3} \right] \right)^{-1} (1/\mathcal{F}(\text{II.83}))$	
$G_{pu\beta}$			
$G_{up\beta}$			

TABLE II.2: Récapitulatif des propagateurs réels existants avec et sans écoulement subsonique uniforme.

3 Conclusion

La théorie associée à l'Holographie acoustique de champ proche (Nearfield Acoustic Holography) avec et sans écoulement subsonique uniforme a été présentée dans ce chapitre.

Tout d'abord, les équations de propagation des ondes acoustiques dans un milieu au repos ont été rappelées. Les approches spectrale (basée sur l'"angular spectrum" du champ étudié) et réelle (basée sur le théorème intégral de Kirchhoff-Helmholtz) ont ensuite été développées dans le but de définir les propagateurs spatiaux spectraux et réels qui servent de base à la méthode. La NAH sans écoulement utilise alors ces propagateurs spectraux, ou la transformée de Fourier spatiale des propagateurs réels, pour propager en champ lointain ou reconstruire vers le plan source dans l'espace spectral le champ acoustique (pression ou vitesse acoustique) mesuré dans un plan appelé plan hologramme. Les différences et les liens entre ces deux types de propagateurs, notamment les opérations qu'ils permettent d'effectuer, ont ainsi pu être mises en évidence.

Cette présentation de la NAH sans écoulement a ensuite servi de base à l'extension de la NAH à l'étude de sources se propageant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme.

Tout d'abord, les équations de propagation convectées décrivant la propagation des ondes acoustiques dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme ont été rappelées. L'influence de l'orientation de l'écoulement par rapport au plan hologramme a été mise en évidence en distinguant les cas où l'écoulement est parallèle de ceux où il est perpendiculaire au plan hologramme. Les approches spectrale (développée en partie par Kwon *et al.* [7] fin 2010 dans le cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme) et réelle ont ensuite été développées dans le but de définir des propagateurs spatiaux spectraux et réels convectés. Les propagateurs réels convectés permettant moins d'opérations que leurs équivalents spectraux, notamment dans le cas d'un écoulement perpendiculaire au plan hologramme, une extension de l'approche réelle a été proposée. Cette extension a permis d'obtenir le même jeu de propagateurs dans les espaces spectral et réel dans le cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme.

Les propagateurs spatiaux définis dans ce chapitre, et notamment les propagateurs réels convectés basés sur la mesure de vitesse acoustique dans le plan hologramme, sont ceux utilisés pour les simulations numériques et les post-traitements de mesures présentés dans les chapitres suivant.

Chapitre III

Caractérisation numérique de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme par Holographie acoustique de champ proche basée sur la mesure de vitesse acoustique

Sommaire

1	Caractérisation numérique de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme	71
1.1	Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme basée sur la mesure de vitesse acoustique	71
1.2	Modélisation de sources acoustiques convectées	72
1.2.1	Source monopolaire convectée	73
1.2.2	Source dipolaire convectée	73
2	Etude paramétrique	74
2.1	Dimensionnement et position de la grille de mesure	75
2.1.1	Espace inter-capteurs	75
2.1.2	Taille de la grille	77
2.1.3	Distance d'évaluation	78
2.2	Importance du choix du propagateur	81
2.2.1	Reconstruction vers le plan source	81
2.2.2	Propagation en champ lointain	88
2.3	Influence du type de source	94
2.3.1	Source monopolaire convectée	94
2.3.2	Source dipolaire convectée	95
2.3.3	Combinaison de sources monopolaires et dipolaires convectées	96
2.4	Influence de la vitesse de l'écoulement	99
2.4.1	Propagateur non convecté	100
2.4.2	Propagateur convecté	102
3	Vers l'application en soufflerie	104
3.1	Sensibilité au bruit de mesure	104
3.2	Influence de l'estimation du gradient de vitesse par différences finies	105
3.3	Réflexion des ondes acoustiques	106
3.4	Uniformité de l'écoulement	108
4	Conclusion	112

Ce chapitre est consacré à l'étude des performances de l'Holographie acoustique de champ proche (Nearfield Acoustic Holography) en écoulement subsonique uniforme, développée dans le chapitre précédent. Pour cela, un code de calcul permettant de simuler la caractérisation de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme, au moyen des propagateurs spatiaux convectés proposés, est tout d'abord développé. Ce code est ensuite utilisé pour mener une étude paramétrique, portant notamment sur le dimensionnement et le positionnement de la grille de mesure (ou plan hologramme). L'importance du choix du propagateur spatial convecté (spectral ou réel), l'influence de la vitesse de l'écoulement et du type de source convectée étudiée sont également abordées. Enfin la robustesse de la méthode (sensibilité au bruit de mesure, approximations du champ hologramme) et les limites liées aux hypothèses de la NAH (propagation en champ libre, uniformité de l'écoulement) sont étudiées. Le but de cette thèse étant d'appliquer l'Holographie acoustique de champ proche en soufflerie à partir d'un champ hologramme de vitesse acoustique obtenu par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV), ce chapitre se concentre essentiellement sur les propagateurs spatiaux convectés basés sur la mesure de vitesse acoustique. Ce type de propagateur n'existant pas sous forme réelle dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme perpendiculaire au plan hologramme, seul le cas d'un écoulement subsonique uniforme parallèle au plan hologramme est considéré.

1 Caractérisation numérique de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme

Cette section décrit la démarche suivie pour le développement du code de calcul permettant de simuler la caractérisation de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme. L'implémentation de la méthode de caractérisation utilisée, l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme utilisant un champ hologramme de vitesse acoustique, est tout d'abord présentée. Une modélisation de sources acoustiques convectées (monopolaire, dipolaire) utilisées pour tester cette méthode est ensuite proposée.

1.1 Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme basée sur la mesure de vitesse acoustique

L'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme permet de caractériser des sources acoustiques convectées à partir de la mesure du champ de pression ou de vitesse acoustique dans le plan hologramme. L'objectif étant d'appliquer cette méthode en soufflerie à partir d'un champ hologramme de vitesse acoustique obtenu par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV), les propagateurs spatiaux convectés basés sur la mesure de vitesse acoustique (vitesse-pression et vitesse-vitesse) sont utilisés. Ces propagateurs n'existant sous leur forme réelle que dans le cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme (voir Tableaux II.1 et II.2), seuls les propagateurs spatiaux convectés spectraux (II.54) et (II.56), et réels (II.76), (II.77) et (II.84) sont utilisés.

La nature du champ hologramme nécessaire à la procédure holographique diffère selon le type de propagateur spatial convecté (spectral ou réel) utilisé. En effet, dans le cas de la propagation ou de la reconstruction d'une composante du champ vitesse acoustique, seule la connaissance de la composante correspondante dans le plan hologramme est nécessaire, ce, quel que soit le type de propagateur. Par contre, dans le cas de la propagation ou de la reconstruction du champ de pression acoustique, la connaissance d'une composante du champ de vitesse acoustique est suffisante en utilisant le propagateur spectral ; alors que la connaissance de la composante normale du champ de vitesse acoustique et de son gradient suivant la direction

de l'écoulement sont nécessaires en utilisant le propagateur réel (voir la sous-section 2.3.2 du Chapitre 2).

L'algorithme utilisé pour appliquer la procédure holographique à partir d'un champ hologramme virtuel suit alors les étapes suivantes¹ :

1. le champ hologramme correspondant au type d'opération souhaité est tout d'abord calculé en tout point de la grille de mesure
2. ce champ hologramme est ensuite étendu par "zero-padding", c'est-à-dire que la grille de mesure est agrandie en complétant le champ hologramme calculé par des zéros, afin de limiter la troncature du champ acoustique sur les bords de la grille et d'augmenter le nombre de points constituant l'"angular spectrum" du champ hologramme dans l'espace spectral (voir la sous-section 2.1.2.a du Chapitre 1 et la Figure III.1)

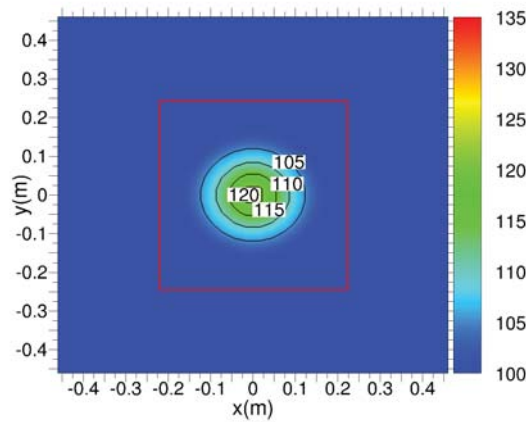


Figure III.1: Champ hologramme de vitesse acoustique normale (dB) étendu par "zero-padding" en dehors du carré rouge.

3. l'"angular spectrum" de ce champ hologramme étendu est obtenu par transformée de Fourier spatiale bidimensionnelle
4. le propagateur spectral convecté approprié, ou la transformée de Fourier du propagateur réel correspondant, est alors appliqué au champ hologramme dans l'espace spectral
5. le champ acoustique évalué par NAH est enfin obtenu dans l'espace réel par transformée de Fourier inverse

1.2 Modélisation de sources acoustiques convectées

La capacité de l'Holographie acoustique de champ proche à caractériser des sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme est testée dans la suite de ce chapitre pour des sources acoustiques convectées de type monopolaire et dipolaire, correspondant aux sources aéroacoustiques classiques (voir la sous-section 1.1 du Chapitre 1). Les équations décrivant le rayonnement de ces sources sont présentées dans cette sous-section, et permettent de calculer le champ hologramme correspondant au type d'opération souhaité, qui sert d'entrée au code de calcul développé.

1. Il convient de noter qu'aucune procédure de fenêtrage ou de régularisation n'est appliquée durant cette procédure holographique.

1.2.1 Source monopolaire convectée

Pour simuler le champ acoustique rayonné en un point \mathbf{r} par une source monopolaire située en \mathbf{r}_s au sein d'un écoulement subsonique uniforme suivant x , le *potentiel de vitesse monopolaire convecté* Φ_m (Wu *et al.* [229]) est utilisé :

$$\Phi_m(\mathbf{r}, \omega) = A \frac{e^{ik(r_\beta - M(x-x_s))/\beta^2}}{4\pi r_\beta} \quad (\text{III.1})$$

où $\beta = \sqrt{1 - M^2}$. Ce potentiel de vitesse monopolaire convecté correspond à la fonction de Green en champ libre convectée (II.66), et peut être relié à la pression et à la vitesse acoustique par les relations suivantes :

$$p(\mathbf{r}, \omega) = -\rho \frac{D\Phi_m(\mathbf{r}, \omega)}{Dt} \quad (\text{III.2})$$

$$u_i(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\partial \Phi_m(\mathbf{r}, \omega)}{\partial x_i} \quad (\text{III.3})$$

L'effet d'un écoulement subsonique uniforme sur la propagation acoustique de la source monopolaire est le suivant : la longueur d'onde de la source est réduite à l'amont et augmentée à l'aval, et son amplitude est modifiée par l'écoulement, notamment au voisinage du point source (voir Figure III.2).

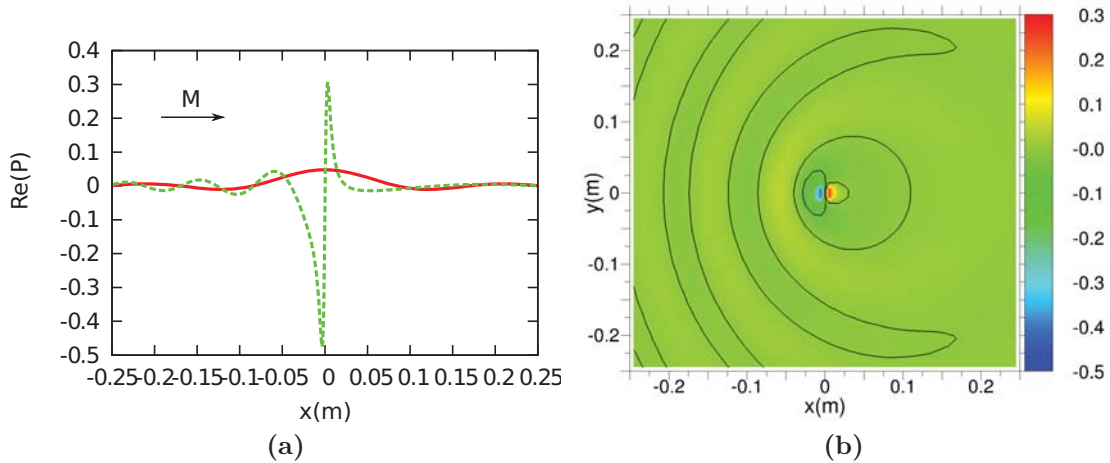


Figure III.2: Champ de pression acoustique instantané d'une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz pour $A = 1$: (a) suivant x sans écoulement $M = 0$ (trait plein) et au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.5$ (pointillés), (b) dans le plan (x, y) au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.5$ (les isocontours correspondent à une pression nulle).

1.2.2 Source dipolaire convectée

Le potentiel de vitesse Φ_d d'une source dipolaire d'axe x , située en \mathbf{r}_s et rayonnant au sein d'un écoulement subsonique uniforme suivant x , est obtenu en dérivant suivant x la différence des potentiels de vitesse de deux sources monopolaires convectées proches et symétriques par

rapport à x_s , quand la distance séparant ces deux sources tend vers 0 :

$$\begin{aligned}\Phi_d(\mathbf{r}, \omega) &= \left(\frac{\partial \Phi_m(\mathbf{r}_1, \omega)}{\partial x_1} - \frac{\partial \Phi_m(\mathbf{r}'_1, \omega)}{\partial x_1} \right)_{x_1 \rightarrow x_s} \\ &= A \left(\left(1 - \frac{ikr_\beta}{\beta^2} \right) (x - x_s) + \frac{ikMr_\beta^2}{\beta^2} \right) \frac{e^{ik(r_\beta - M(x - x_s))/\beta^2}}{2\pi r_\beta^3}\end{aligned}\quad (\text{III.4})$$

où $\mathbf{r}_1(x_1, y_s, z_s)$ et $\mathbf{r}'_1 = (2x_s - x_1, y_s, z_s)$. La pression et la vitesse acoustique correspondant à ce *potentiel de vitesse dipolaire convecté* peuvent être également obtenus en utilisant les relations (III.2) et (III.3).

L'effet d'un écoulement subsonique uniforme sur la propagation acoustique de la source dipolaire est similaire à celui observé pour la source monopolaire (voir Figure III.3).

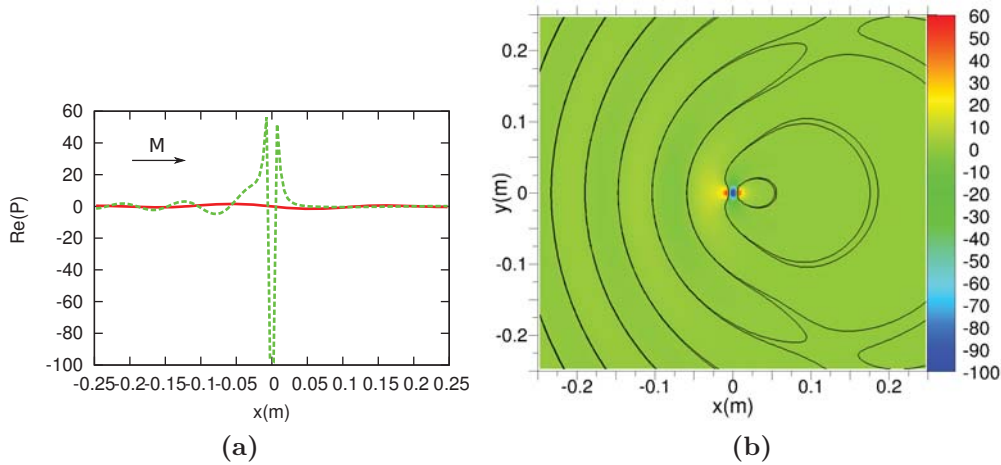


Figure III.3: Champ de pression acoustique instantané d'une source dipolaire d'axe x située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz pour $A = 1$: (a) suivant x sans écoulement $M = 0$ (trait plein) et au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.5$ (pointillés), (b) dans le plan (x, y) au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.5$ (les isocontours correspondent à une pression nulle).

2 Etude paramétrique

Cette section utilise le code de calcul développé pour étudier la capacité de l'Holographie acoustique de champ proche à caractériser des sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme. Différents paramètres sont testés, tout d'abord les dimensions (taille, distance inter-capteurs) et la position de la grille de mesure (ou plan hologramme). L'importance du choix du propagateur spatial convecté (spectral ou réel), l'influence du type de source (monopolaire ou dipolaire) convectée étudié et de la vitesse de l'écoulement sont également abordées.

L'ensemble des simulations présentées dans cette section sont effectuées pour un plan hologramme horizontal carré (x, y) , positionné en z_h sous le plan source situé en $z_s = 0$ (voir Figure III.4). Ces plans sont placés au sein d'un écoulement subsonique uniforme suivant x . Le plan hologramme discret, constitué de n^2 points espacés de $\Delta x = \Delta y$, est doublé par "zero-padding" pour atteindre un nombre de points total de $m^2 = (2n)^2$. Les plans source et hologramme sont centrés sur l'origine du repère.

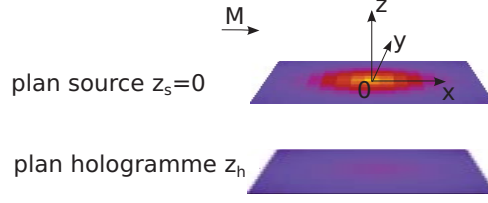


Figure III.4: Configuration utilisée pour les simulations.

2.1 Dimensionnement et position de la grille de mesure

Cette sous-section est consacrée à l'étude de l'influence des dimensions (définies par l'échantillonnage et le nombre de points) et de la position du plan de mesure par rapport au plan d'évaluation sur la qualité de la caractérisation holographique de sources acoustiques convectées. Ces paramètres sont testés dans le cas d'une source monopolaire d'amplitude $A = 10^{-3}$ située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant au sein d'un écoulement uniforme à $M = 0.25$. Les propagateurs vitesse-pression convectés réels (II.76) et (II.84) sont utilisés pour l'ensemble des simulations présentées dans cette sous-section.

2.1.1 Espace inter-capteurs

L'écoulement subsonique uniforme affectant l'"angular spectrum" du champ acoustique étudié (voir la sous-section 2.2 du Chapitre 2), l'échantillonnage de la grille de mesure doit être choisi judicieusement. En effet, un minimum de deux points par longueur d'onde doit être respecté pour assurer une description correcte du champ acoustique, c'est le critère d'échantillonnage de Shannon. Dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme suivant x parallèle au plan hologramme, cette condition se traduit par (Kwon *et al.* [7]) :

$$\Delta x \leq \frac{c(1-M)}{2f} \quad (\text{III.5})$$

$$\Delta y \leq \frac{c\beta}{2f} \quad (\text{III.6})$$

où f correspond à la fréquence d'étude. Ces critères d'échantillonnage définissent la fréquence maximale pouvant être étudiée par une grille de mesure donnée. Écrits pour $M = 0$, ils correspondent à ceux valables sans écoulement.

Un autre critère permet de définir la fréquence minimale d'étude correspondant à une grille de mesure. En effet, la longueur de la grille de mesure doit être supérieure ou égale à la longueur d'onde du champ acoustique étudié :

$$\Delta x, \Delta y \geq \frac{c}{(n-1)f} \quad (\text{III.7})$$

Dans le cas d'une grille de mesure de 16×16 points espacés de 0.03 m et placée 0.05 m en dessous du plan source, la gamme de fréquence correspondant aux critères présentés ci-dessus est alors la suivante :

$$755 \text{ Hz} \leq f \leq 4250 \text{ Hz}$$

Pour illustrer l'importance de l'échantillonnage, les champs de pression acoustique reconstruits dans le plan source en utilisant cette grille de mesure, pour une source monopolaire convectée située à l'origine du repère et rayonnant à différentes fréquences comprises dans la gamme ci-dessus, sont présentés Figure III.5. La pression acoustique reconstruite pour chaque

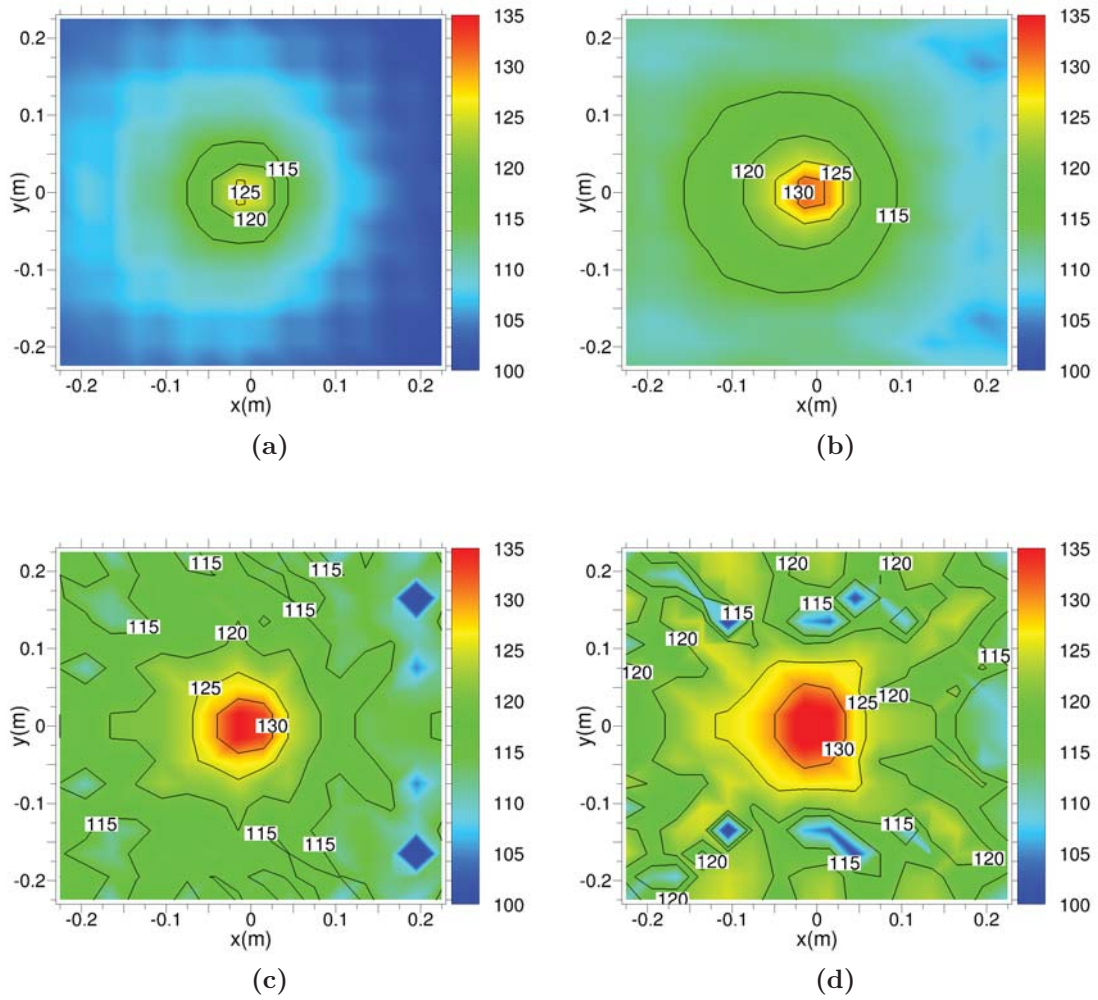


Figure III.5: Champs de pression acoustique (dB) reconstruits dans le plan source pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: (a) $f = 1$ kHz, (b) $f = 2$ kHz, (c) $f = 3$ kHz et (d) $f = 4$ kHz.

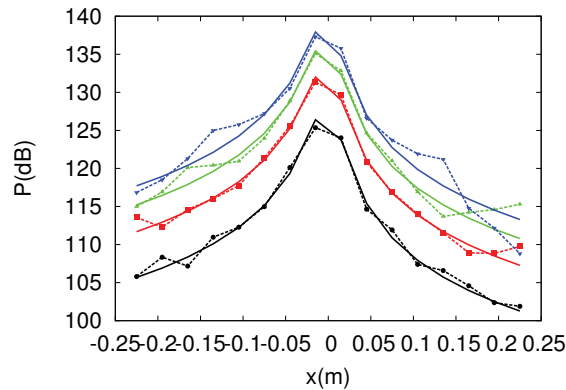


Figure III.6: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: $f = 1$ kHz, $f = 2$ kHz, $f = 3$ kHz et $f = 4$ kHz.

fréquence est également comparée à la pression acoustique théorique dans le plan source Figure III.6.

La source étudiée est parfaitement localisée et son niveau en $\mathbf{r}_s = 0$ est bien estimé, quelle que soit sa fréquence de rayonnement. Par contre, le champ acoustique reconstruit est moins précis, notamment sur les bords de la grille, quand la fréquence augmente (voir Figures III.5c, III.5d et III.6). Cela est dû au fait que le nombre de points par longueur d'onde diminue quand la fréquence augmente. En effet, à 4 kHz, le nombre de points par longueur d'onde est de deux, ce qui correspond au minimum requis. Un échantillonnage de quatre points par longueur d'onde est généralement recommandé, ce qui correspond ici à une fréquence de 2 kHz. On peut également noter que l'amplitude de la pression acoustique issue du potentiel de vitesse monopolaire convecté (III.1) dépend du nombre d'onde, donc de la fréquence d'étude (voir Figure III.6).

2.1.2 Taille de la grille

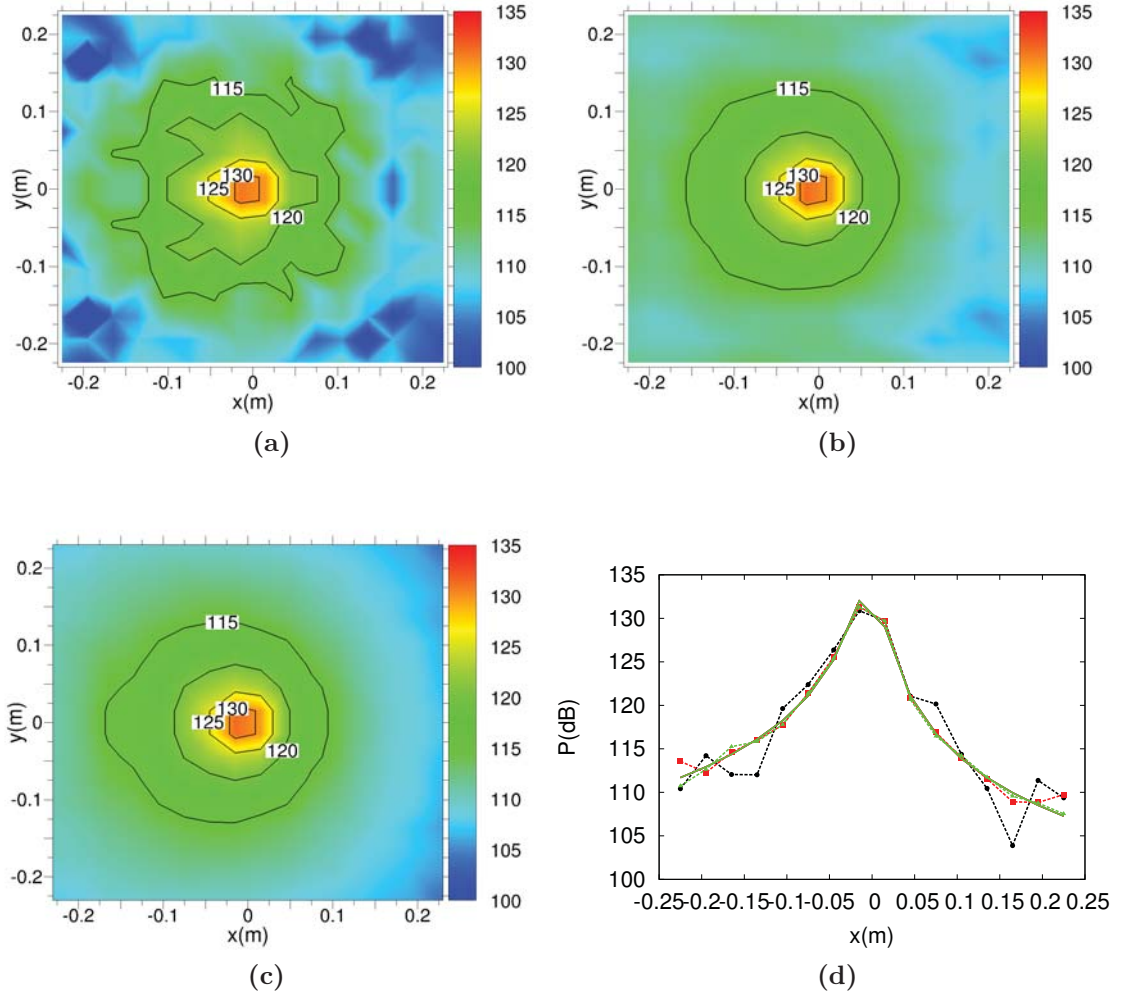


Figure III.7: Champs de pression acoustique (dB) reconstruits dans le plan source pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: (a) $n = 8$, (b) $n = 16$, (c) $n = 32$. (d) Champs de pression acoustiques suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m pour une source monopolaire située à $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: $n = 8$, $n = 16$ et $n = 32$.

La taille de la grille de mesure, déterminée à la fois par le nombre de points n et la distance inter-capteur $\Delta x = \Delta y = 0.03$ m, est également un paramètre important. En effet, la grille de

mesure placée en $z_h = -0.05$ m doit être suffisamment grande pour couvrir les sources étudiées afin de limiter les effets de troncature (voir la sous-section 2.1.2.a du Chapitre 1). Dans le but d'étudier l'influence de la taille de la grille sur la qualité de la reconstruction holographique, les champs de pression acoustique reconstruits dans le plan source pour différents nombre de points n , dans le cas d'une source monopolaire convectée située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à 2 kHz, sont présentés Figure III.7. Ces champs de pression acoustique sont reconstruits sur la même surface alors que la taille de grille augmente progressivement (deux fois plus petite que le champ reconstruit, égale au champ reconstruit et deux fois plus grande que le champ reconstruit). Les configurations testées sont explicitées dans le Tableau III.1.

n	$L(m)$	$\theta(^{\circ})$
8	0.21	129
16	0.45	155
32	0.93	167

TABLE III.1: Récapitulatif des tailles de grille L et des angles solides θ associés aux différents nombre de points testés pour une distance inter-capteur de $\Delta x = \Delta y = 0.03$ m.

La localisation et le niveau de la source en $\mathbf{r}_s = 0$ sont précisément évalués par Holographie acoustique de champ proche, quel que soit le nombre de points de la grille de mesure. Toutefois, le champ de pression acoustique reconstruit est moins précis pour une grille de 8×8 points (voir Figures III.7a et III.7d). Dans ce cas, la taille de la grille (voir Tableau III.1) est à peine supérieure à la longueur d'onde de la source, et l'extension du champ hologramme par "zero-padding" n'est pas suffisante pour limiter les effets de troncature.

2.1.3 Distance d'évaluation

Une fois les dimensions (nombre de points, distance inter-capteurs) de la grille de mesure définies, il reste à déterminer sa position par rapport au plan d'évaluation du champ de pression acoustique. Pour étudier ce paramètre, on utilisera les dimensions de grille définies dans les sous-sections précédentes ($n = 16$, $\Delta x = \Delta y = 0.03$ m), et on distinguera les procédures de reconstruction vers le plan source des procédures de propagation en champ lointain.

2.1.3.a Reconstruction vers le plan source

Comme précisé dans la sous-section 2.1.2 du Chapitre 1, l'intérêt de l'Holographie acoustique de champ proche réside dans la prise en compte des ondes évanescences par la mesure en champ proche, qui permet d'obtenir une résolution élevée des champs acoustiques évalués. Pour mettre en évidence ce phénomène, les champs de pression acoustique rayonnés par une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$, et convectée par un écoulement uniforme suivant x à $M = 0.25$, sont reconstruits dans le plan source pour différentes positions du plan hologramme $z_h = [-0.03; -0.06; -0.09; -0.12]$ m (voir Figure III.8), la distance inter-capteur correspondant à la distance minimale plan reconstruit/plan hologramme. Ces champs reconstruits sont ensuite comparés aux champs de pression acoustique théoriques dans le plan source Figure III.9.

La source étudiée est localisée avec précision pour toutes les positions du plan hologramme testées. Cependant, le niveau au point source ainsi que le champ acoustique rayonné par la source monopolaire convectée n'est plus estimé avec précision pour $z_h < -0.06$ m (voir Figures III.8c, III.8d et III.9). Dans ce cas, le plan hologramme est trop éloigné du plan source pour capter les composantes évanescences du champ acoustique rayonné par la source, entraînant une dégradation du champ acoustique reconstruit.

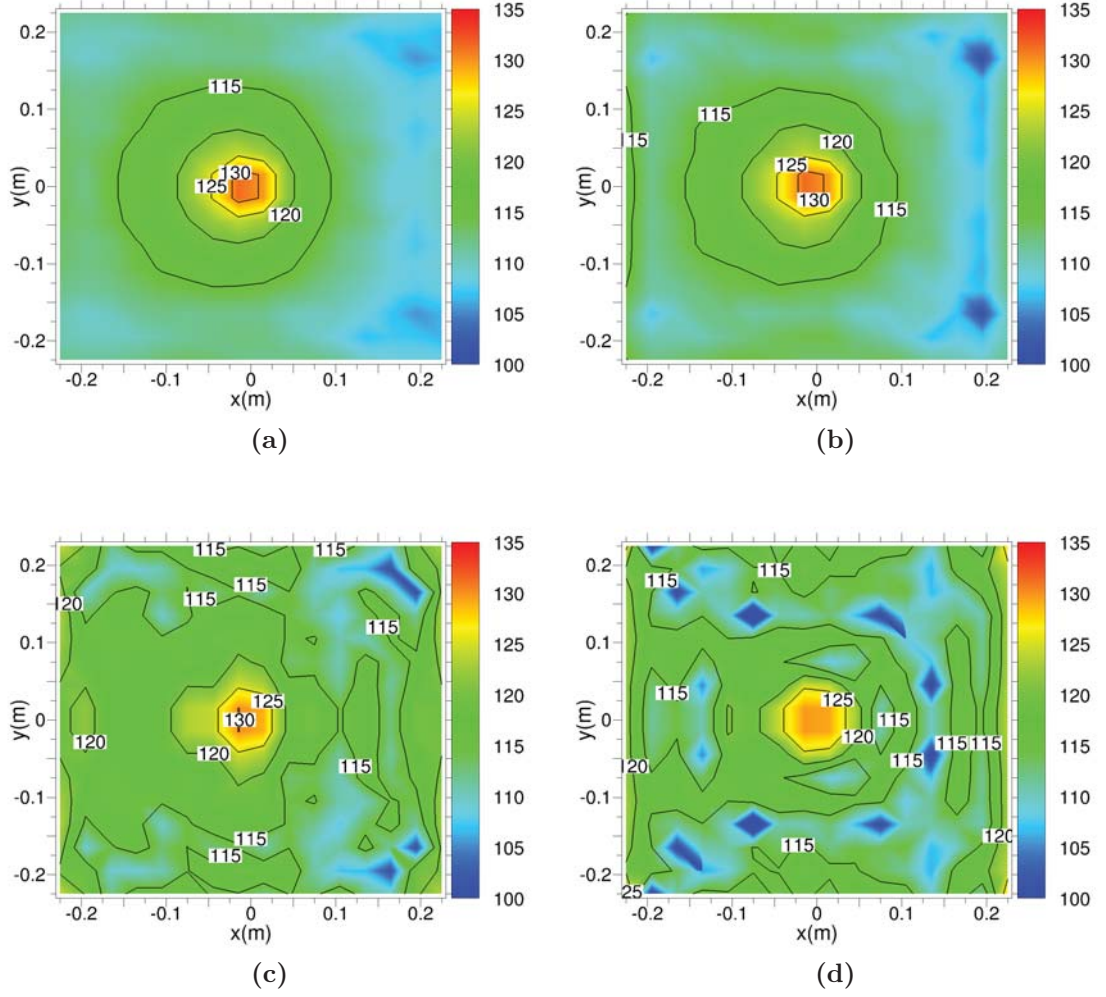


Figure III.8: Champs de pression acoustique (dB) reconstruits dans le plan source pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: (a) $z_h = -0.03$ m, (b) $z_h = -0.06$ m, (c) $z_h = -0.09$ m et (d) $z_h = -0.12$ m.

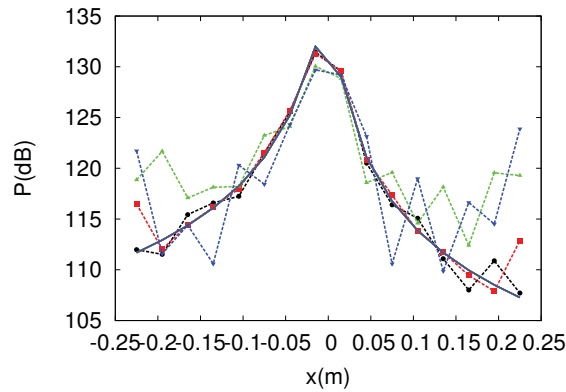


Figure III.9: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: $z_h = -0.03$ m, $z_h = -0.06$ m, $z_h = -0.09$ m et $z_h = -0.12$ m.

2.1.3.b Propagation en champ lointain

Dans le but de déterminer si la distance plan hologramme/plan propagé a également une influence sur la précision du champ acoustique estimé par NAH, les champs de pression acoustique, correspondant au rayonnement d'une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ au sein d'un écoulement uniforme à $M = 0.25$, sont propagés à différentes distances du plan hologramme $z_h = -0.03$ m : $z_p = [-0.06; -0.09; -0.12; -0.15]$ m (voir Figure III.10). La comparaison de ces champs de pression acoustique propagés avec la pression acoustique théorique à la distance z_p considérée montre que la qualité des champs estimés par NAH n'est pas affectée par la distance plan hologramme/plan propagé (voir Figure III.11).

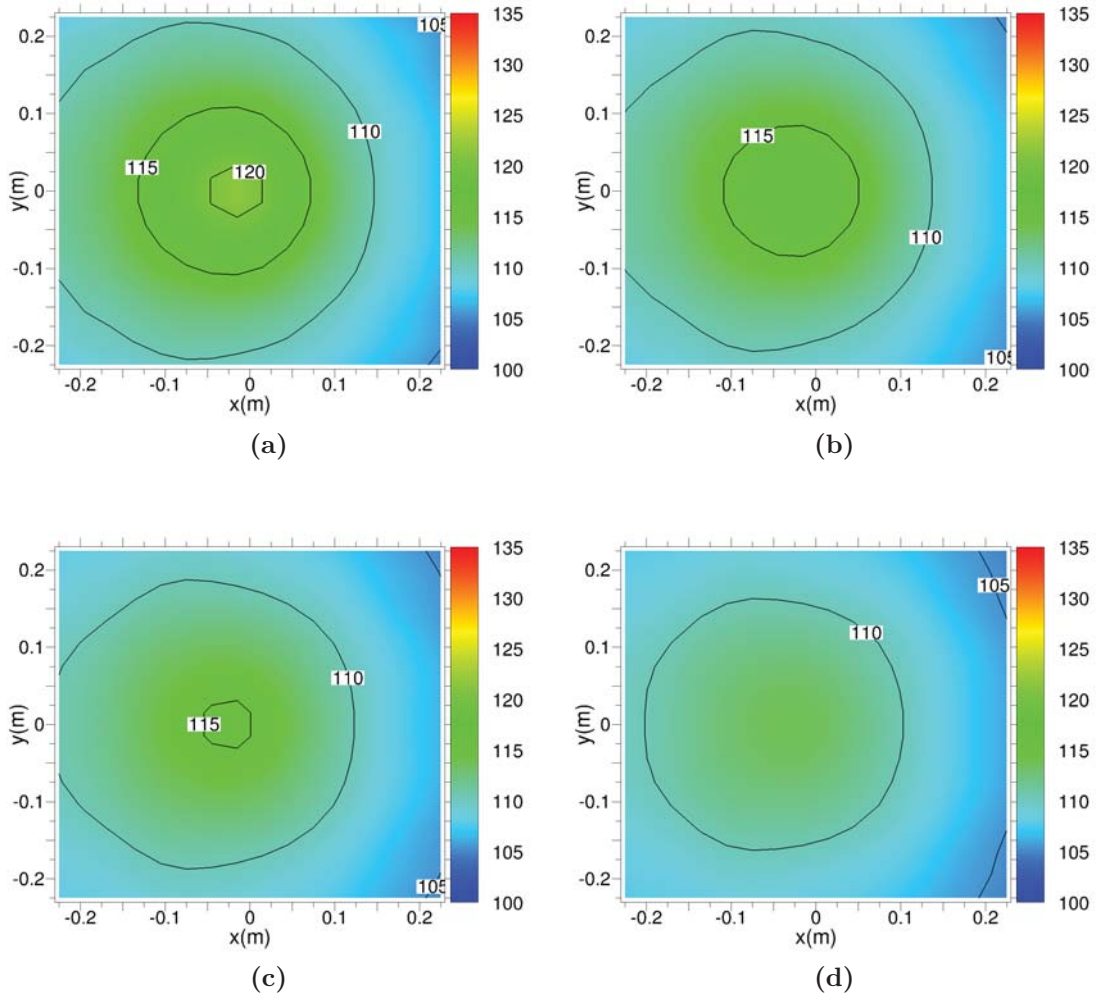


Figure III.10: Champs de pression acoustique (dB) propagés dans le plan z_p pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: (a) $z_p = -0.06$ m, (b) $z_p = -0.09$ m, (c) $z_p = -0.12$ m et (d) $z_p = -0.15$ m.

Cette sous-section a permis de déterminer que la NAH, en utilisant la grille de mesure définie dans les sous-sections précédentes, permet de reconstruire ou propager le champ acoustique avec précision pour des plans hologrammes situés en $-0.03 \leq z_h \leq -0.06$ m.

Dans la suite de ce chapitre, on utilisera alors la grille de mesure définie dans le Tableau III.2 et optimisée pour l'étude de sources acoustiques rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme.

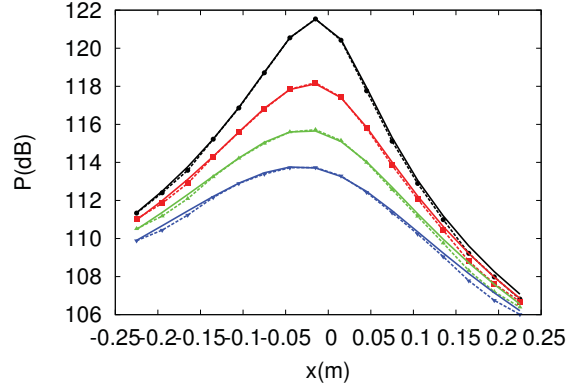


Figure III.11: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et propagés (pointillés) dans le plan z_p en $y = -0.015$ m pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$: $z_p = -0.06$ m, $z_p = -0.09$ m, $z_p = -0.12$ m et $z_p = 0.15$ m.

$\Delta x = \Delta y (m)$	n	$z_h (m)$
0.03	16	-0.05

TABLE III.2: Récapitulatif des paramètres définissant la grille de mesure optimisée pour l'étude de sources acoustiques rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme.

2.2 Importance du choix du propagateur

Cette sous-section se propose d'étudier l'influence du choix du propagateur spatial convecté (spectral ou réel) sur la qualité de l'évaluation holographique suivant le type d'opération effectuée (reconstruction ou propagation de la pression ou de la vitesse acoustique). Pour cela, les dimensions et la position optimales de la grille de mesure (ou plan hologramme) définies dans la sous-section précédente, et répertoriées dans le Tableau III.2, sont utilisées. Les procédures de reconstruction vers le plan source et de propagation en champ lointain sont distinguées dans le cas d'une source monopolaire d'amplitude $A = 10^{-3}$ située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M = 0.25$.

2.2.1 Reconstruction vers le plan source

La capacité des propagateurs spatiaux convectés à reconstruire le champ acoustique (pression et vitesse) vers le plan source est tout d'abord étudiée (voir Figure III.12).

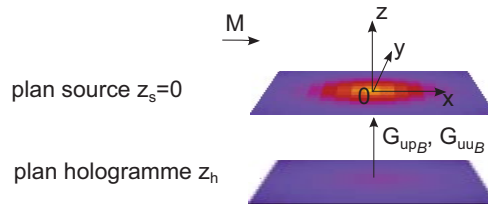


Figure III.12: Schéma décrivant la reconstruction dans le plan source des champs de pression et de vitesse acoustique en utilisant les propagateurs spatiaux convectés.

2.2.1.a Reconstruction de la pression acoustique

Les champs de pression acoustique reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-pression convectés réel (II.84) et spectral (II.56) sont comparés au champ de pression

acoustique théorique dans le plan source Figures III.13 et III.14a.

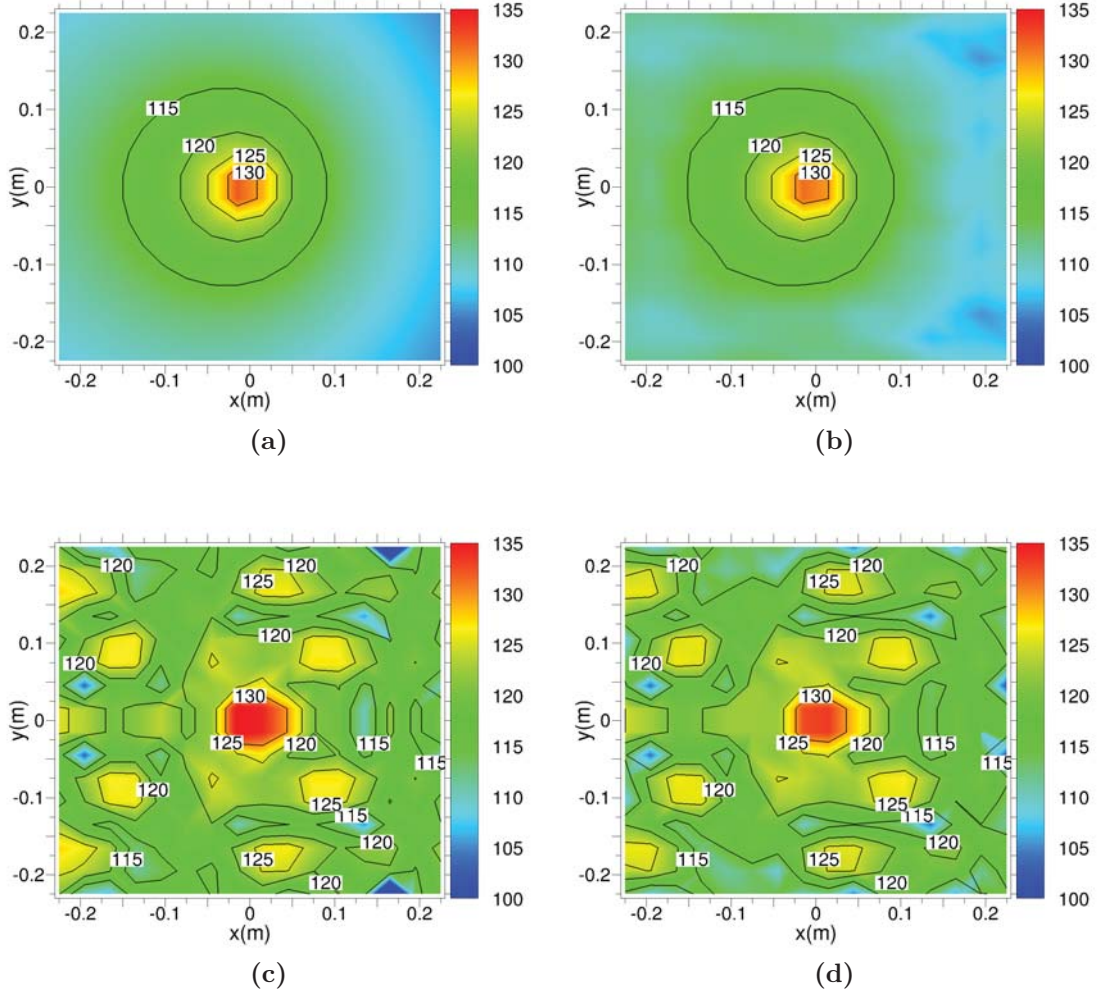


Figure III.13: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-pression convectés réel (b), spectral (c) et spectral filtré (d) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Si la localisation de la source est possible avec les deux propagateurs, les niveaux de pression acoustique et l'allure du champ rayonné ne sont reconstruits correctement qu'avec le propagateur vitesse-pression convecté réel, ce, même en utilisant un filtre spectral convecté (Kwon *et al.* [7]) comme procédure de régularisation (voir Figures III.13d et III.14a) :

$$W(k_x, k_y) = \begin{cases} 1 - \frac{e^{(k_r/k_c - 1)/\alpha}}{2} & \text{si } k_r \leq k_c \\ \frac{e^{(k_r/k_c - 1)/\alpha}}{2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

où $k_r = \sqrt{\beta^4(k_x + kM/\beta^2)^2 + \beta^2 k_y^2}$, et $\alpha = 0.2$ et $k_c = 0.6 k_{x_{max}}$ correspondent respectivement à la pente et au nombre d'onde de coupure du filtre.

Cela est dû à la singularité du propagateur vitesse-pression convecté spectral (II.56) sur l'ellipse de rayonnement, c'est-à-dire en $k_z = 0$ (voir Figure III.14b), ce qui le rend difficile à échantillonner avec précision dans l'espace spectral, entraînant des erreurs sur les champs reconstruits. Cette particularité du propagateur vitesse-pression spectral avait déjà été remarquée par Williams *et al.* [230] et Veronesi *et al.* [38] pour le cas de reconstructions holographiques

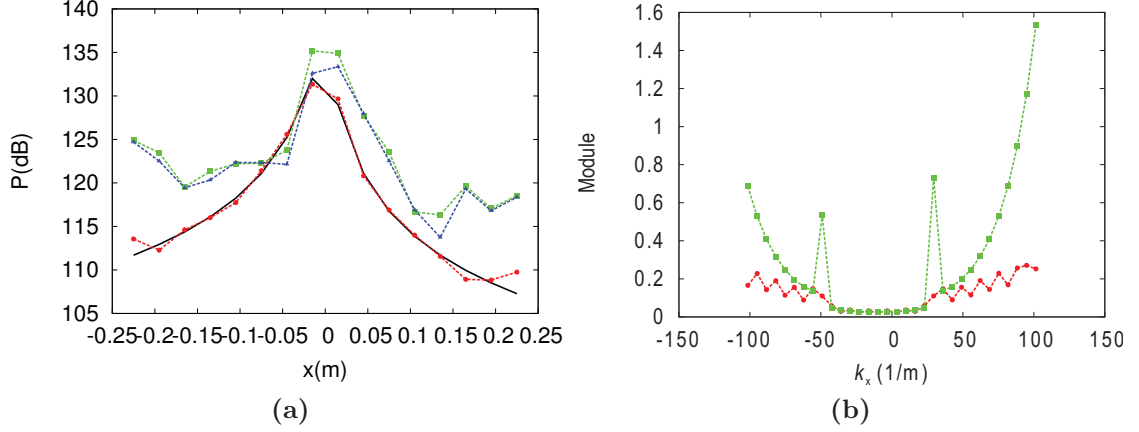


Figure III.14: (a) Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-pression convectés réel, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. (b) Module des propagateurs réel et spectral dans l'espace spectral suivant k_x .

sans écoulement. La solution proposée était alors d'utiliser une version "intégrée moyennée" analytique \bar{G}_{up} de ce propagateur spectral pour améliorer son échantillonnage au voisinage des pôles (voir Figure III.15) :

$$\bar{G}_{up}(k_x, k_y, z | z_h, \omega) = \frac{1}{\Delta k^2} \int_{\Delta k} \int_{\Delta k} G_{up}(k_x, k_y, z | z_h, \omega) dk_x dk_y \quad (\text{III.9})$$

où $\Delta k = \Delta k_x = \Delta k_y$ correspond au pas d'échantillonnage spatial dans l'espace spectral.

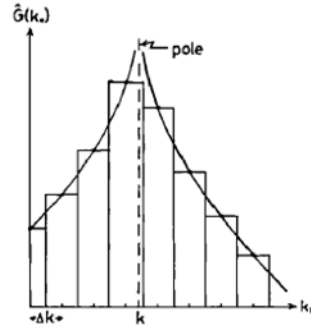


Figure III.15: Estimation de l'intégrale du propagateur vitesse-pression spectral G_{up} par sa forme "intégrée moyennée" \bar{G}_{up} au voisinage d'un pôle dans l'espace spectral (Williams *et al.* [230]).

Il n'existe pas de forme "intégrée moyennée" analytique du propagateur vitesse-pression spectral convecté, mais l'utilisation de la transformée de Fourier numérique de sa forme réelle (II.84) semble être un autre moyen d'éviter ce problème. En effet, le propagateur vitesse-pression convecté réel ne présente pas de singularité et est donc plus facile à échantillonner dans l'espace réel. De plus, ce propagateur a une amplitude assez faible dans l'espace spectral (voir Figure III.14b), notamment pour les nombres d'onde élevés, ce qui limite l'instabilité du problème inverse qu'est la reconstruction holographique et l'amplification d'éventuelles erreurs de mesure (voir la sous-section 2.1.2.b du Chapitre 1). C'est pourquoi de bons résultats peuvent être obtenus avec le propagateur vitesse-pression réel convecté sans aucune procédure de régularisation.

2.2.1.b Reconstruction de la vitesse acoustique normale

Les champs de vitesse acoustique normale u_z reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (1/(II.77)) et spectral (II.54) sont présentés Figures III.16 et III.17. Dans ce cas, les champs reconstruits ne peuvent pas être comparés au champ théorique car la vitesse acoustique normale correspond à la dérivée suivant z du potentiel de vitesse monopolaire convecté (III.1), faisant apparaître un facteur $(z - z_s)$, nul dans le cas d'une reconstruction dans le plan source.

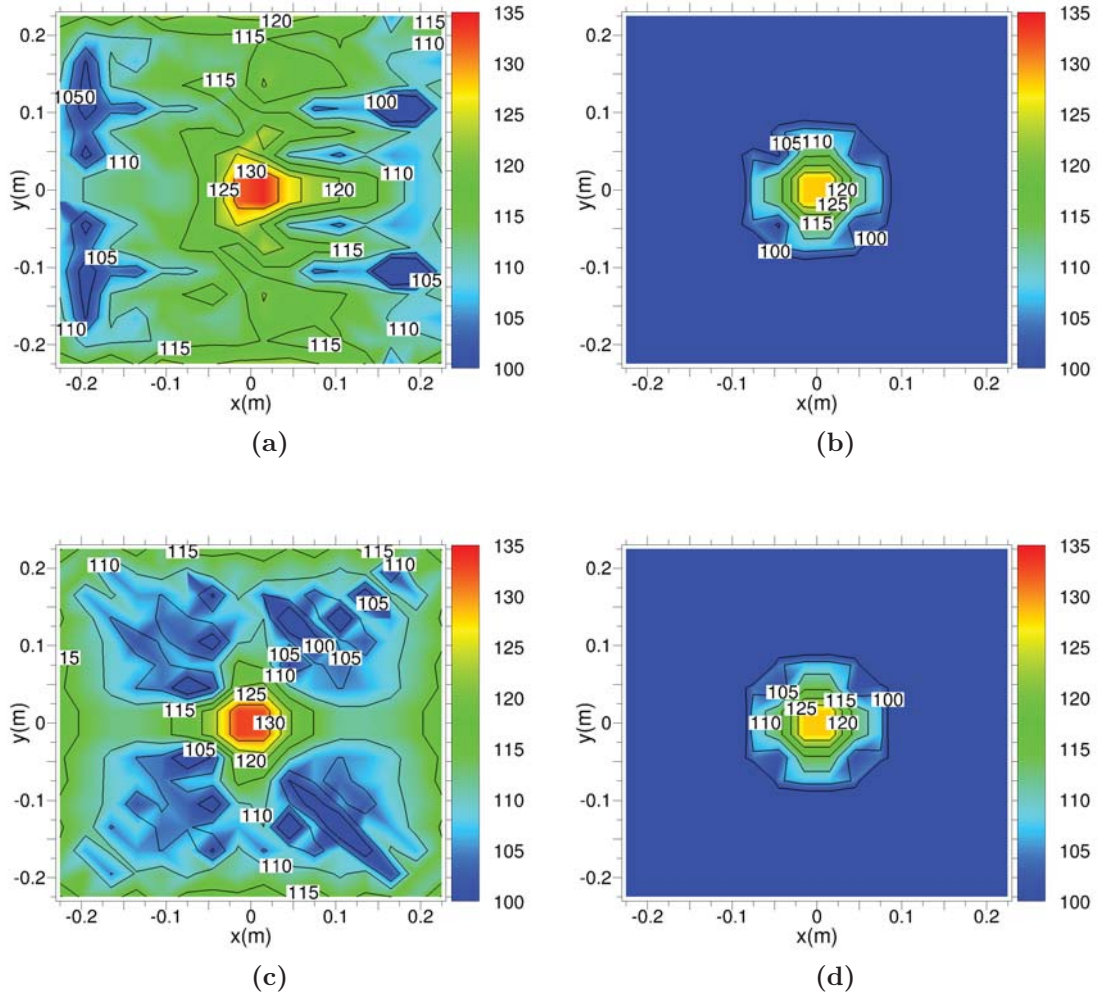


Figure III.16: Champs de vitesse acoustique normale u_z (dB) reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (a), réel filtré (b), spectral (c) et spectral filtré (d) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Contrairement au cas de la reconstruction de la pression acoustique, les performances des propagateurs vitesse-vitesse convectés réel et spectral sont semblables. En effet, la source est bien localisée en $\mathbf{r}_s = 0$, mais les champs de vitesse acoustique normale reconstruits ne semblent pas très précis, notamment sur les bords du plan. L'utilisation du filtre spectral convecté (III.8) paraît nécessaire tant pour le propagateur réel que spectral (voir Figures III.16b, III.16d et III.17).

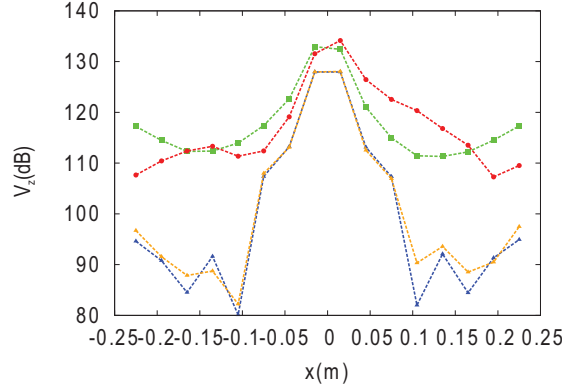


Figure III.17: Champs de vitesse acoustique normale u_z suivant x (dB) reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés **réel**, **réel filtré**, **spectral** et **spectral filtré** pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

2.2.1.c Reconstruction de la vitesse acoustique suivant l'écoulement

Les champs de vitesse acoustique suivant la direction de l'écoulement u_x reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (1/(II.77)) et spectral (II.54) sont comparés au champ de vitesse acoustique u_x théorique Figures III.18a et III.19.

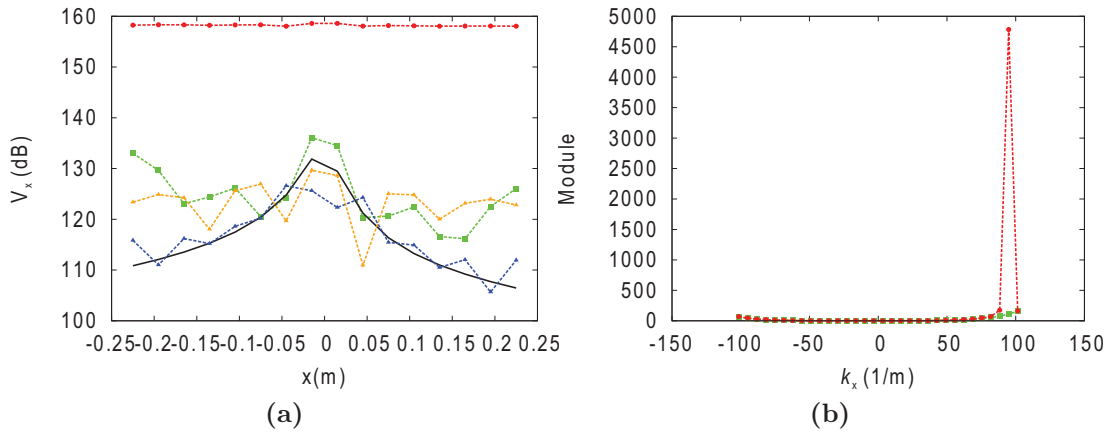


Figure III.18: (a) Champs de vitesse acoustique u_x suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse **réel**, **réel filtré**, **spectral** et **spectral filtré** pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. (b) Module des propagateurs **réel** et **spectral** dans l'espace spectral suivant k_x .

Dans ce cas, c'est le propagateur vitesse-vitesse convecté spectral qui est le plus précis, la localisation de la source étant impossible avec le propagateur réel. En effet, le propagateur vitesse-vitesse convecté réel pour la reconstruction (1/(II.77)) présente une singularité dans l'espace spectral pour les nombres d'onde élevés (voir Figure III.18b). Le problème d'échantillonnage lié à cette singularité, associé à la dissymétrie du champ de vitesse acoustique suivant x , entraîne des erreurs de reconstruction importantes. Les résultats obtenus par les deux types de propagateurs vitesse-vitesse convectés sont cependant améliorés en utilisant le filtre spectral convecté (III.8) comme procédure de régularisation.

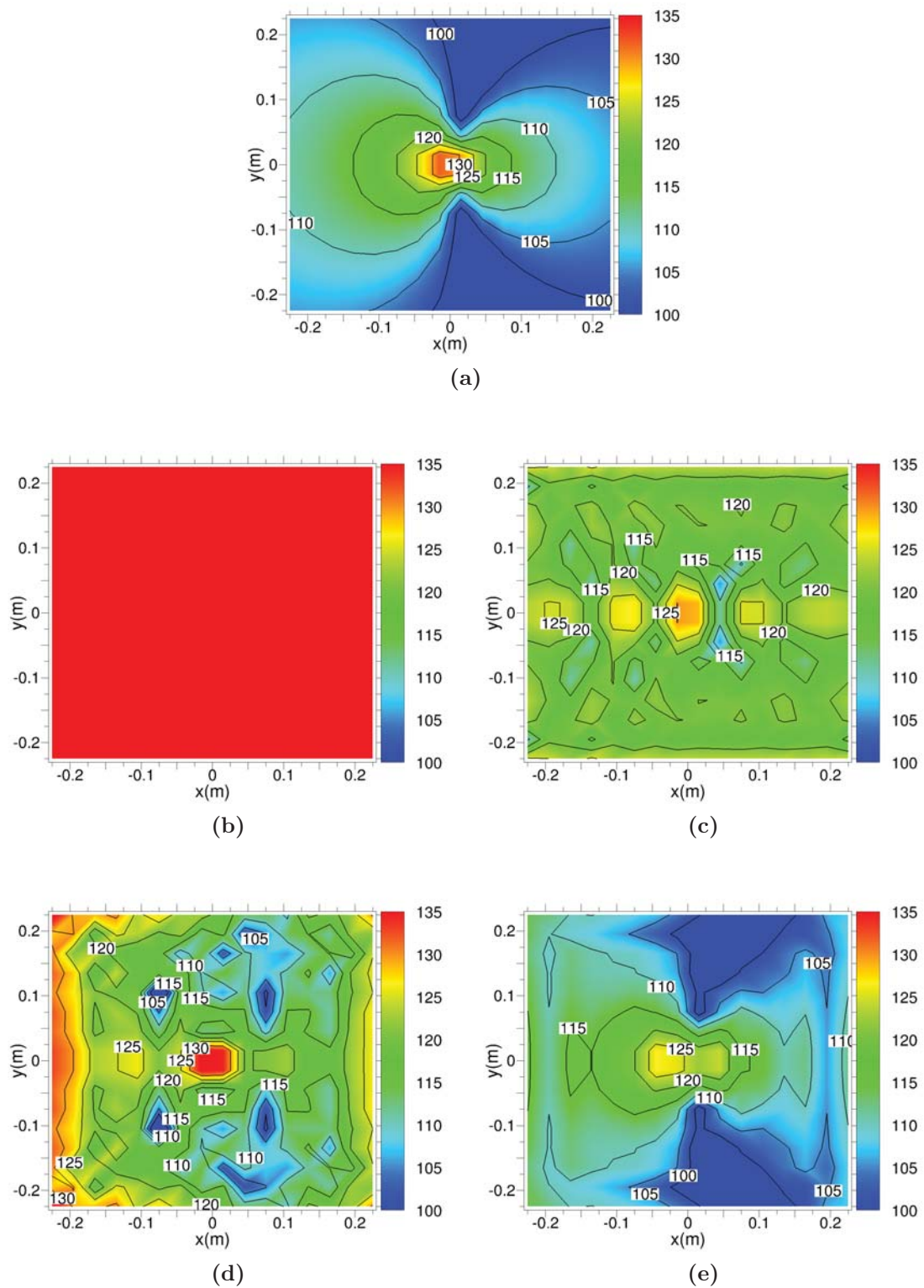


Figure III.19: Champs de vitesse acoustique suivant l'écoulement u_x (dB) théorique (a) et reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse réel (b), réel filtré (c), spectral (d) et spectral filtré (e) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

2.2.1.d Reconstruction de la vitesse acoustique transversale

Les champs de vitesse acoustique u_y reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel ($1/(\text{II.77})$) et spectral (II.54) sont comparés au champ de vitesse

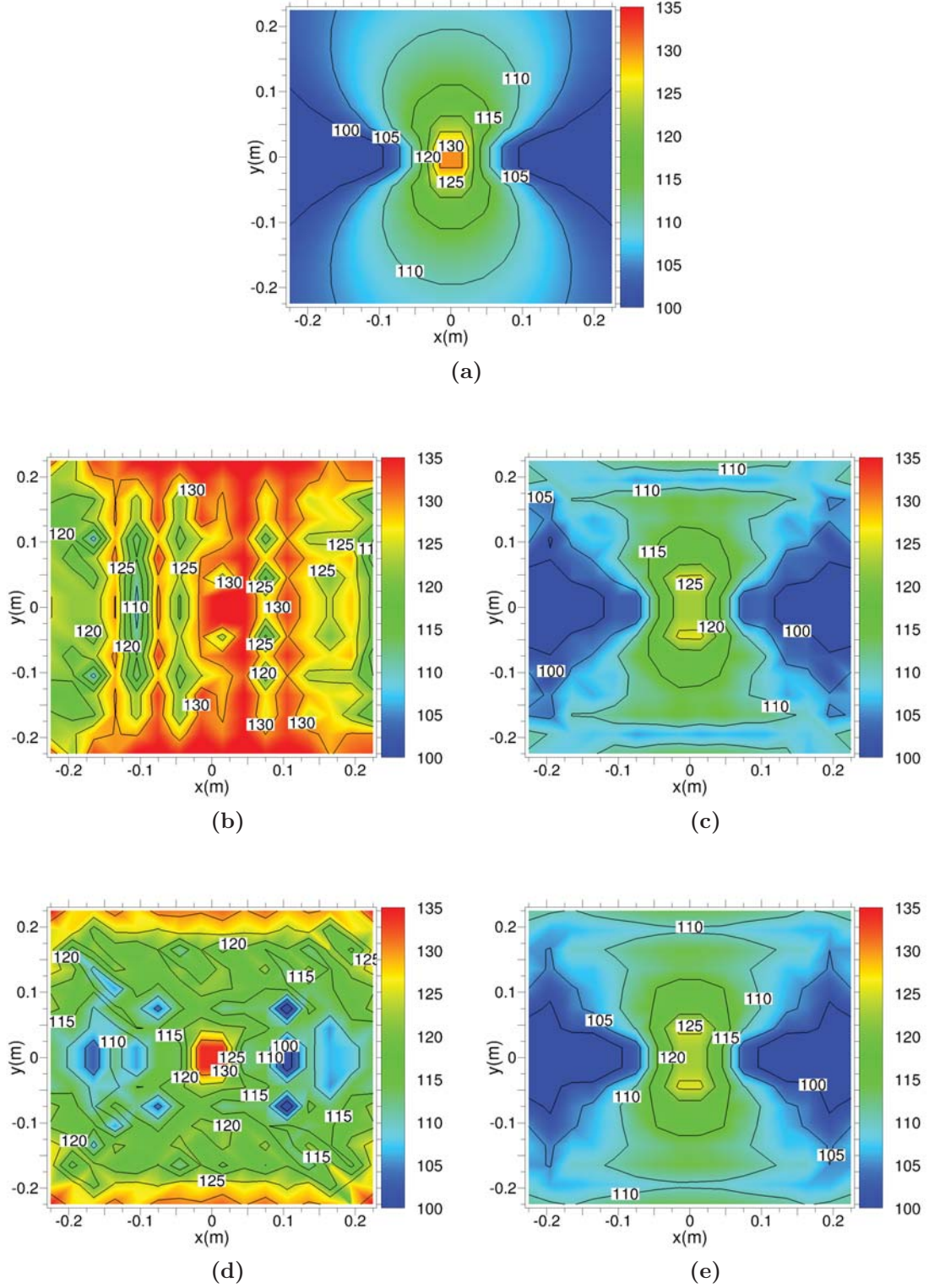


Figure III.20: Champs de vitesse acoustique u_y (dB) théorique (a) et reconstruits dans le plan source par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (b), réel filtré (c), spectral (d) et spectral filtré (e) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

acoustique u_y théorique Figures III.20 et III.21.

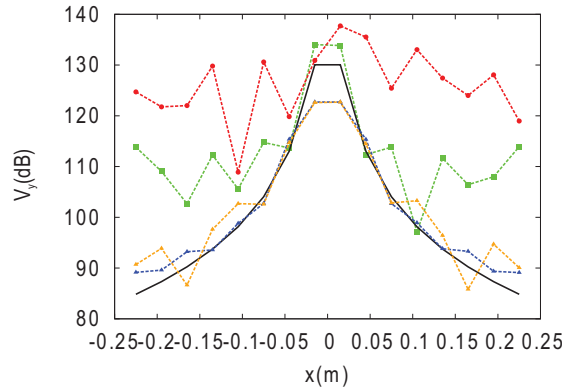


Figure III.21: Champs de vitesse acoustique u_y suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel, réel filtré, spectral et spectral filtré pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Le propagateur vitesse-vitesse convecté spectral est également le plus précis dans le cas de la reconstruction de la composante de vitesse acoustique suivant y . Cependant, du fait de la symétrie de ce champ de vitesse acoustique, les erreurs de reconstruction obtenues avec le propagateur vitesse-vitesse convecté réel sont moins importantes que dans le cas de la reconstruction de la composante de vitesse acoustique suivant x . Les champs reconstruits par les propagateurs spectral et réel sont là encore améliorés par l'application du filtre spectral convecté (III.8), et sont quasiment identiques (voir Figures III.20c, III.20e et III.21).

2.2.2 Propagation en champ lointain

La capacité des propagateurs spatiaux convectés à propager le champ acoustique (pression et vitesse) en champ lointain est maintenant étudiée (voir Figure III.22).

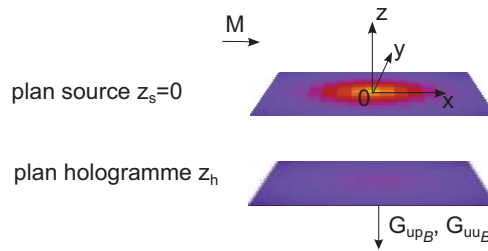


Figure III.22: Schéma décrivant la propagation en champ lointain des champs de pression et de vitesse acoustique en utilisant les propagateurs convectés.

2.2.2.a Propagation de la pression acoustique

Les champs de pression acoustique propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-pression convectés réel (II.76) et spectral (II.56) sont comparés au champ de pression acoustique théorique Figures III.23 et III.24a.

De la même manière que pour le cas de la reconstruction, la singularité du propagateur vitesse-pression convecté spectral (voir Figure III.24b) entraîne des erreurs importantes sur le champ de pression acoustique propagé allant jusqu'à rendre impossible la localisation de la source acoustique, ce, même en utilisant le filtre spectral convecté (III.8) comme procédure de

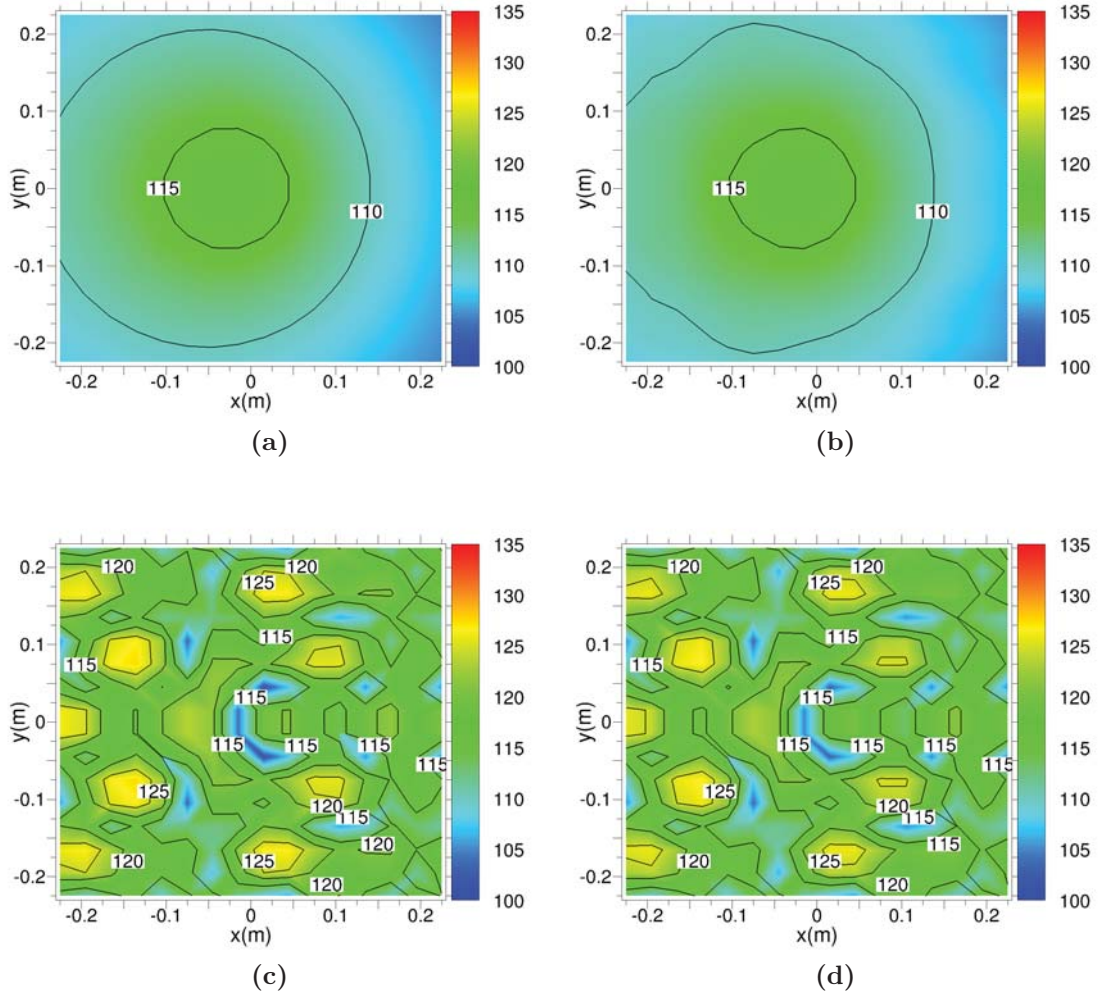


Figure III.23: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-pression convectés réel (b), spectral (c) et spectral filtré (d) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

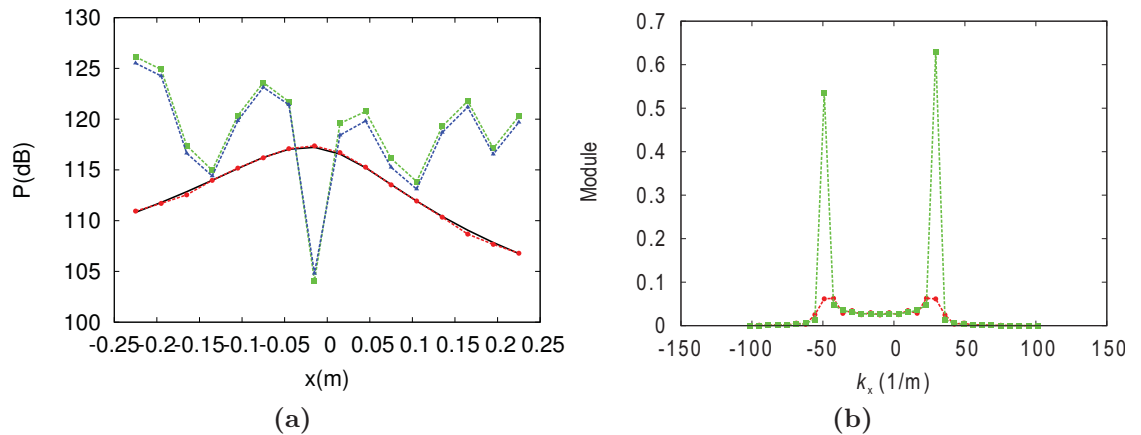


Figure III.24: (a) Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et propagés (pointillés) dans le plan $z_p = -0.10$ m en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-pression convectés réel (rouge), spectral (bleu) et spectral filtré (vert) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. (b) Module suivant k_x des propagateurs réel (rouge) et spectral (vert).

régularisation (voir Figures III.23c, III.23d et III.24a). Le propagateur vitesse-pression convecté réel donne quand à lui de très bons résultats sans aucune régularisation comme pour la procédure de reconstruction (voir Figures III.23b et III.24a).

2.2.2.b Propagation de la vitesse acoustique normale

Les champs de vitesse acoustique normale u_z propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (II.77) et spectral (II.54) sont comparés au champ de vitesse acoustique u_z théorique Figures III.25 et III.26a.

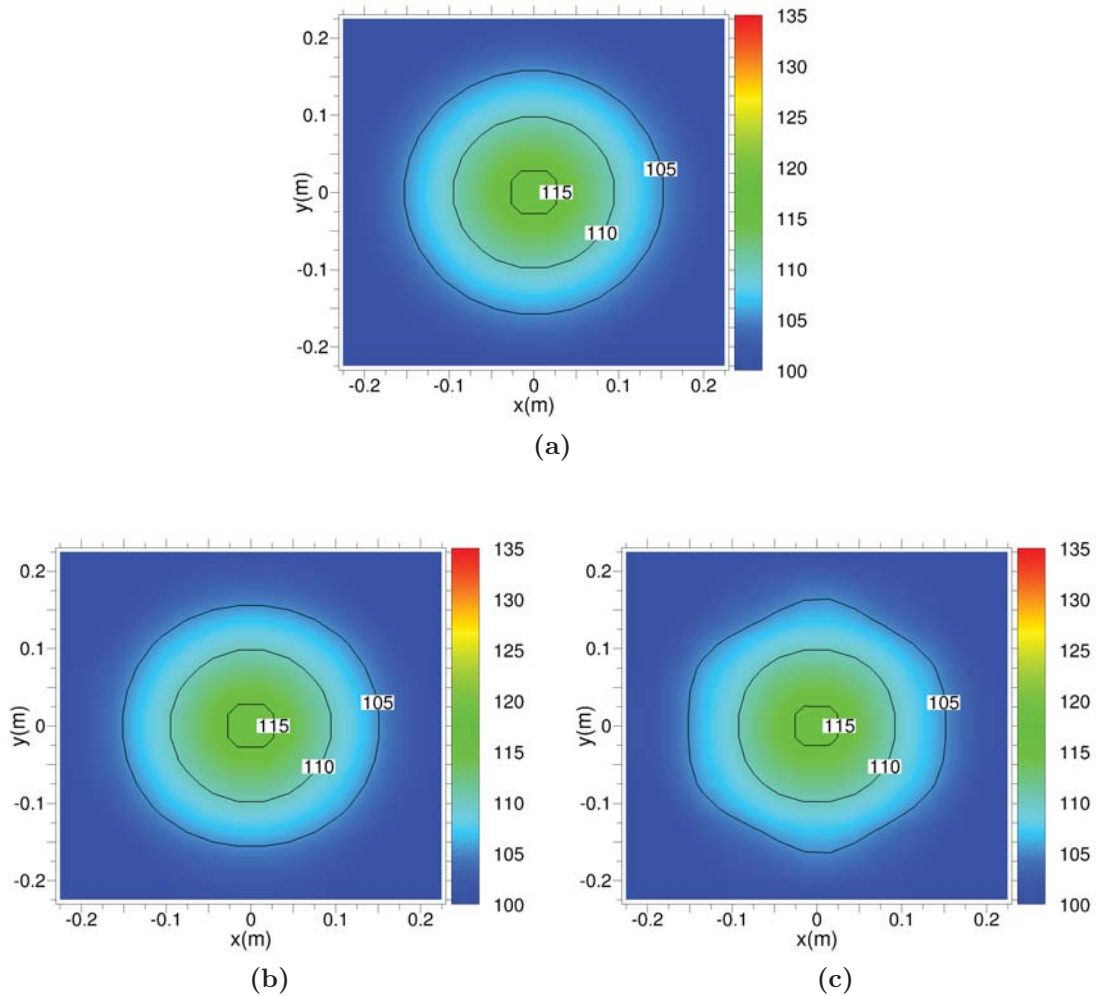


Figure III.25: Champs de vitesse acoustique normale u_z (dB) théorique (a) et propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (b), spectral (c) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Dans ce cas, les deux types de propagateurs vitesse-vitesse convectés donnent d'excellents résultats sans aucune procédure de régularisation (voir Figures III.25b, III.25c et III.26a). En effet, les propagateurs réel et spectral utilisés ne présentent pas de singularité, ils sont d'ailleurs presque confondus dans l'espace spectral (voir Figure III.26b), ce qui confirme le fait qu'il n'y a pas de problème d'échantillonnage pour ces propagateurs vitesse-vitesse convectés. La forme réelle du propagateur vitesse-vitesse convecté permet toutefois d'obtenir un champ reconstruit légèrement plus précis que sa forme spectrale.

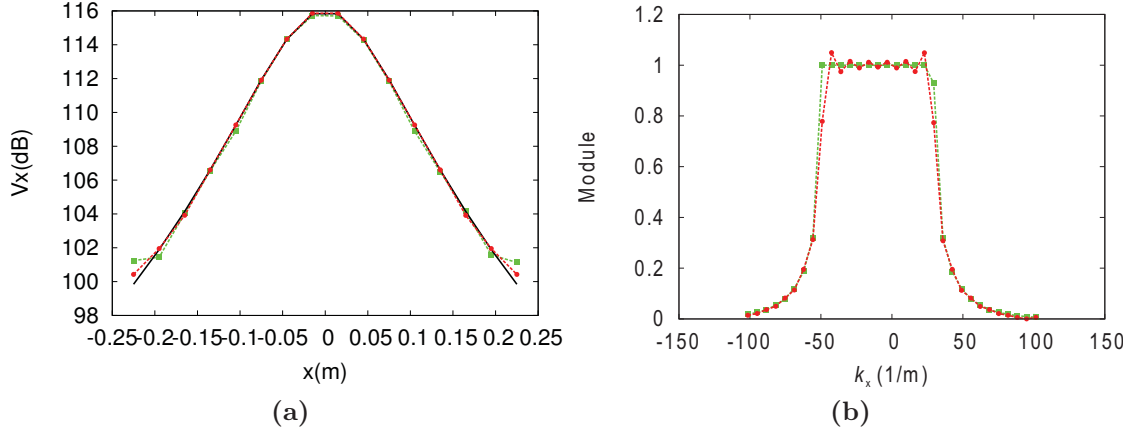


Figure III.26: (a) Champs de vitesse acoustique normale u_z suivant x (dB) théorique (trait plein) et propagés (pointillés) dans le plan $z_p = -0.10$ m en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel, spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. (b) Module des propagateurs réel et spectral dans l'espace spectral suivant k_x .

2.2.2.c Propagation de la vitesse acoustique suivant l'écoulement

Les champs de vitesse acoustique suivant la direction de l'écoulement u_x propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (II.77) et spectral (II.54) sont comparés au champ de vitesse acoustique u_x théorique Figures III.27 et III.28.

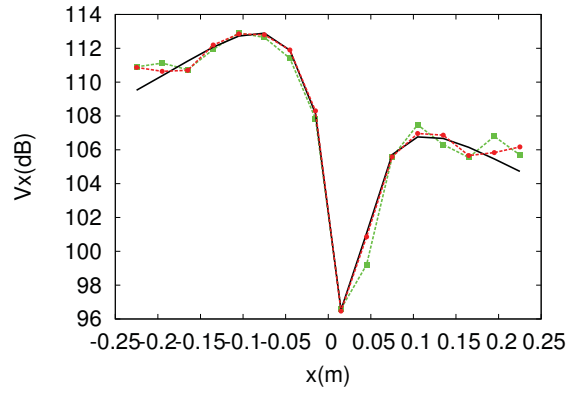


Figure III.27: Champs de vitesse acoustique u_x suivant x (dB) théorique (trait plein) et propagés (pointillés) dans le plan $z_p = -0.10$ m en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel, spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Comme pour le cas de la propagation de la vitesse acoustique normale, les deux types de propagateurs vitesse-vitesse convectés donnent d'excellents résultats sans aucune procédure de régularisation (voir Figures III.28b, III.28c et III.27).

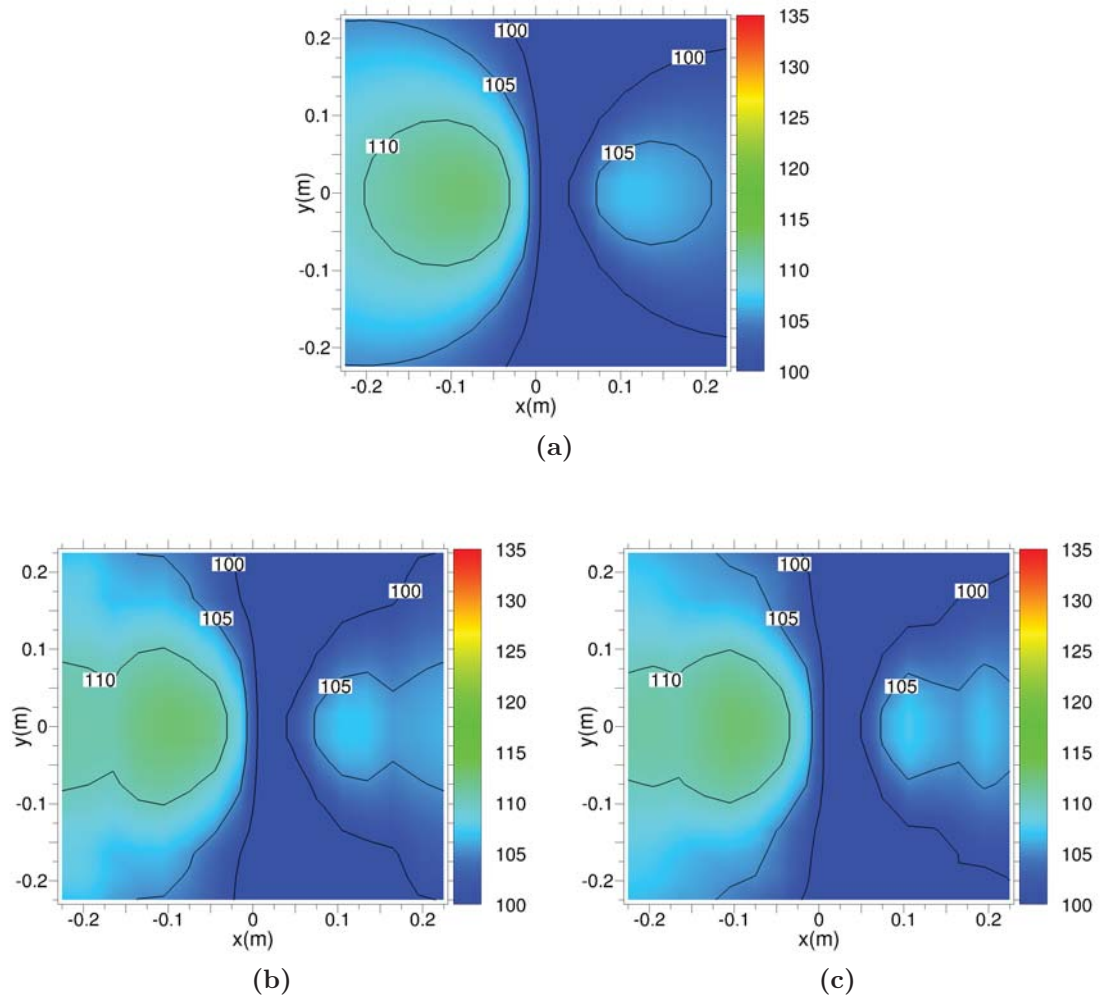


Figure III.28: Champs de vitesse acoustique suivant l'écoulement u_x (dB) théorique (a) et propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (b), spectral (c) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

2.2.2.d Propagation de la vitesse acoustique transversale

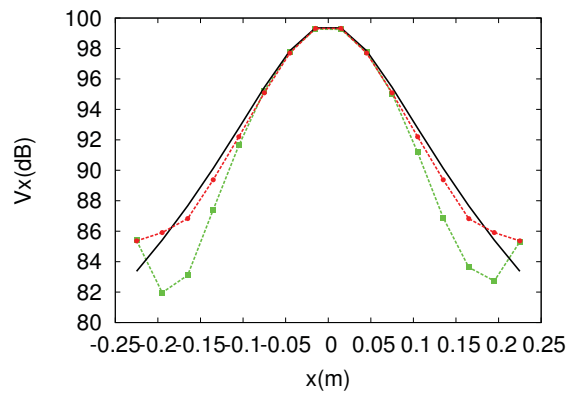


Figure III.29: Champs de vitesse acoustique u_y suivant x (dB) théorique (trait plein) et propagés (pointillés) dans le plan $z_p = -0.10$ m en $y = -0.015$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel, spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Les champs de vitesse acoustique u_y propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (II.77) et spectral (II.54) sont comparés au champ de vitesse acoustique u_y théorique Figures III.29 et III.30.

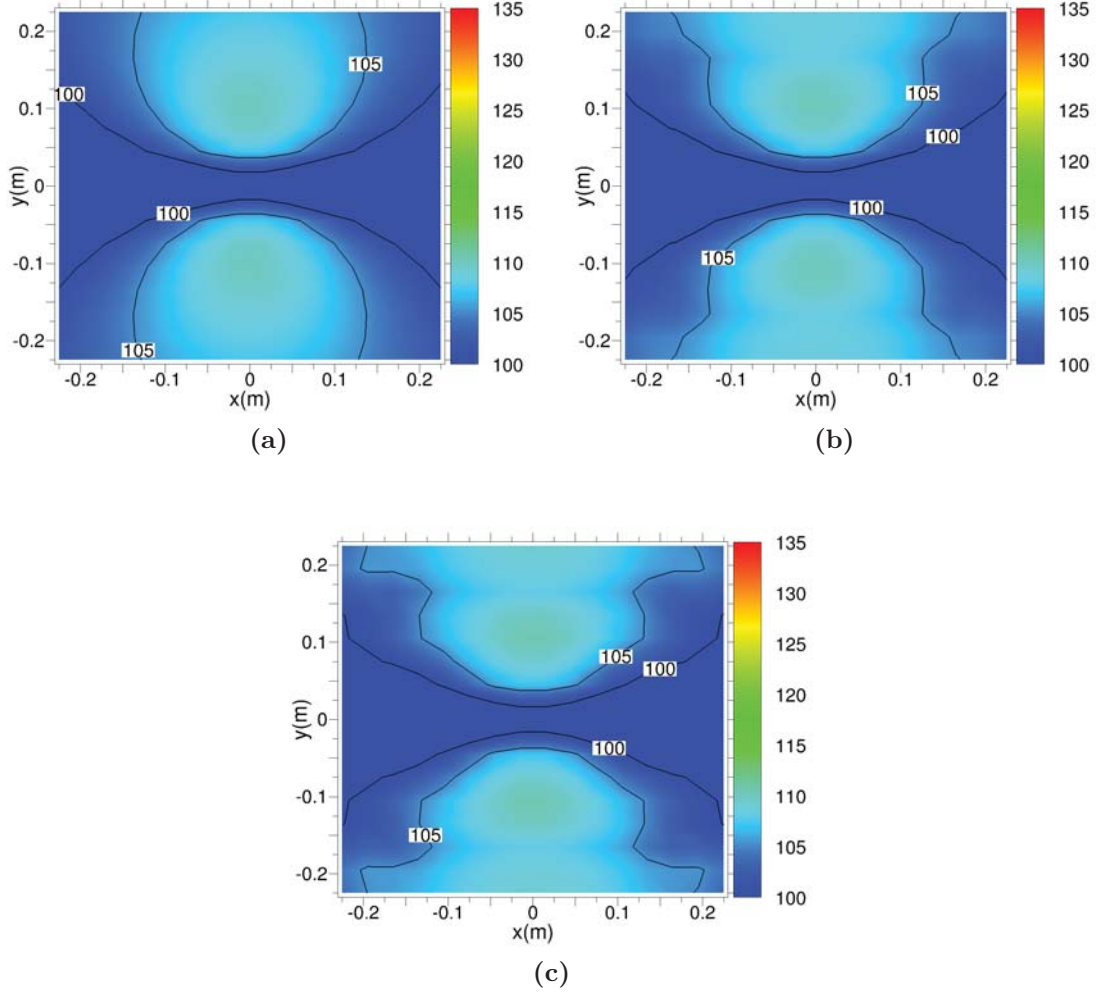


Figure III.30: Champs de vitesse acoustique u_y (dB) théorique (a) et propagés dans le plan $z_p = -0.10$ m par les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (b), spectral (c) pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Les résultats obtenus sont similaires à ceux obtenus pour la propagation des deux autres composantes de vitesse acoustique (voir Figures III.30b, III.30c et III.29).

	Reconstruction	Propagation
$u_z \rightarrow p$	G_{up_β} réel $\mathcal{F}(\text{II.84})$	G_{up_β} réel $\mathcal{F}(\text{II.76})$
$u_z \rightarrow u_z$	G_{uu_β} réel $1/\mathcal{F}(\text{II.77})$ / spectral (II.54) filtrés	G_{uu_β} réel $\mathcal{F}(\text{II.77})$ / spectral (II.54)
$u_z \rightarrow u_x$	G_{uu_β} spectral (II.54) filtré	G_{uu_β} réel $\mathcal{F}(\text{II.77})$ / spectral (II.54)
$u_z \rightarrow u_y$	G_{uu_β} réel $1/\mathcal{F}(\text{II.77})$ / spectral (II.54) filtrés	G_{uu_β} réel $\mathcal{F}(\text{II.77})$ / spectral (II.54)

TABLE III.3: Récapitulatif des performances des propagateurs convectés existants en fonction du type d'opération et de quantité acoustique souhaités.

Cette sous-section a permis de déterminer les propagateurs à utiliser suivant le type d'opération (reconstruction ou propagation) et la quantité acoustique (pression ou vitesse) souhaités

(voir Tableau III.3). La procédure la plus intéressante pour la caractérisation de sources acoustiques étant la reconstruction de la pression acoustique dans le plan source, qui permet d'obtenir à la fois la localisation et le niveau des sources, le propagateur vitesse-pression convecté réel (II.84) sera donc celui utilisé dans la suite de ce chapitre.

2.3 Influence du type de source

Cette sous-section se propose d'étudier les performances de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme en fonction du type de source convectée étudiée (une ou plusieurs sources, monopolaires, dipolaires, corrélées ou non). Pour cela, les dimensions et la position optimales de la grille de mesure (ou plan hologramme) définies dans le Tableau III.2 sont utilisées. La reconstruction dans le plan source du champ de pression acoustique rayonné à 2 kHz au sein d'un écoulement uniforme suivant x à $M = 0.25$ par différentes sources convectées est effectuée au moyen du propagateur vitesse-pression convecté réel (II.84).

2.3.1 Source monopolaire convectée

Le champ de pression acoustique reconstruit dans le plan source est comparé au champ de pression acoustique théorique rayonné par une source monopolaire convectée centrée d'amplitude $A = 10^{-3}$ dans le plan source Figures III.31 et III.32.

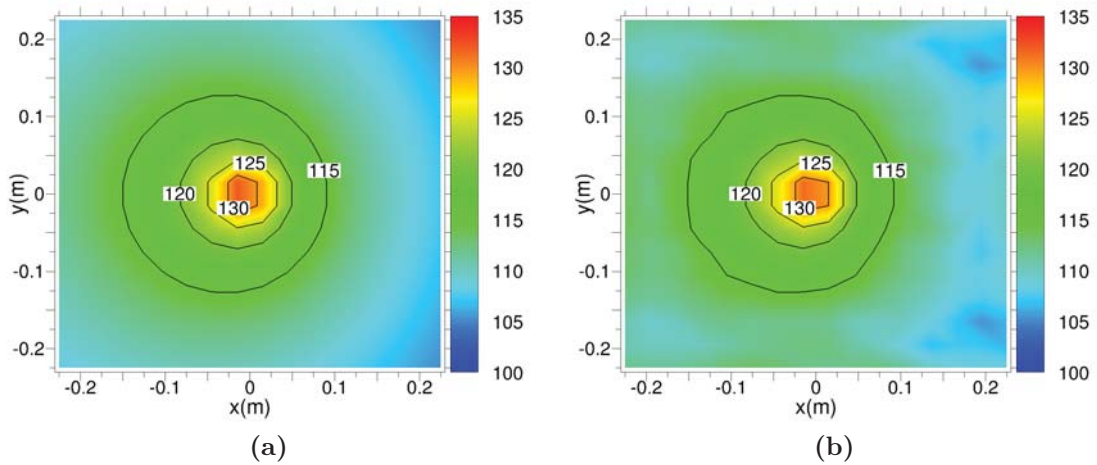


Figure III.31: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruit (b) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression réel convecté pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Le champ de pression acoustique d'une source monopolaire, située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme suivant x à $M = 0.25$, est parfaitement évalué par la procédure holographique, mis à part quelques légers effets de bord. Des simulations effectuées pour plusieurs sources monopolaires convectées corrélées ou non ont donné des résultats similaires.

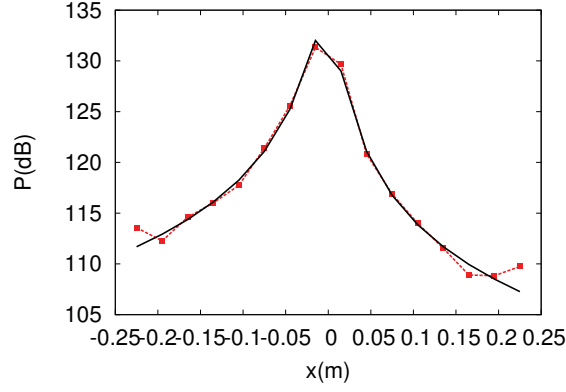


Figure III.32: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression réel convecté pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

2.3.2 Source dipolaire convectée

Le champ de pression acoustique reconstruit dans le plan source pour une source dipolaire convectée centrée d'amplitude $A = 1/45 * 10^{-3}$ est comparé au champ de pression acoustique théorique Figures III.33 et III.34.

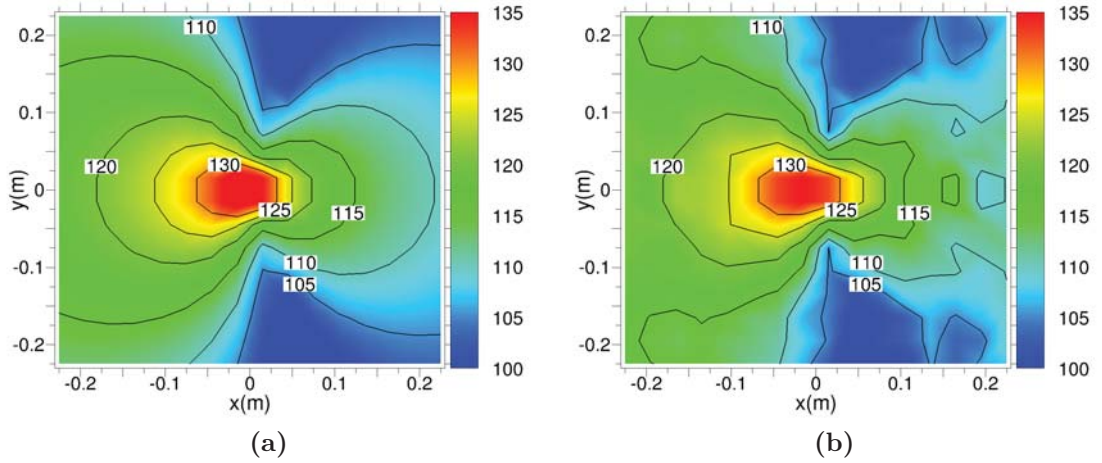


Figure III.33: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruit (b) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source dipolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

Le champ de pression acoustique d'une source dipolaire, située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme suivant x à $M = 0.25$, est correctement évalué par la procédure holographique, sauf sur les bords de la grille et au niveau du point source où le niveau de pression acoustique est légèrement sous-estimé (≤ 2 dB). Des simulations effectuées pour plusieurs sources dipolaires convectées corrélées ou non ont donné des résultats similaires.

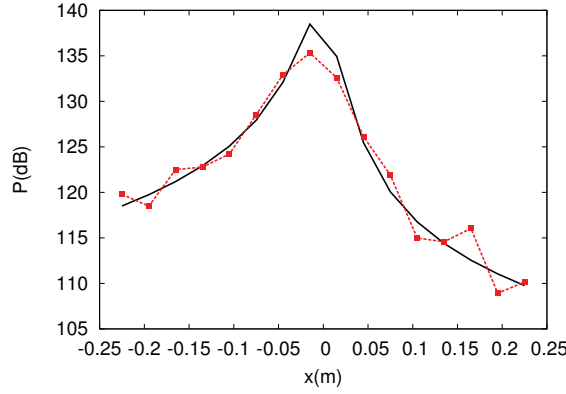


Figure III.34: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source dipolaire située à $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

2.3.3 Combinaison de sources monopolaires et dipolaires convectées

Pour la reconstruction holographique de plusieurs sources acoustiques convectées, un algorithme un peu différent basé sur la méthode STSF (Hald [103]) est utilisé. La principale différence par rapport à l'algorithme utilisé précédemment est le calcul du champ hologramme, qui est obtenu à partir des interspectres entre chaque point de la grille de mesure et des capteurs de référence placés près des sources, permettant d'identifier la contribution de sources corrélées (voir la sous-section 2.1.2.c du Chapitre 1). Les simulations présentées ci-après sont donc effectuées pour des capteurs de référence situés en $\mathbf{r}_{\text{réf}_1} = (0.03; 0.05; 0.01)$ et $\mathbf{r}_{\text{réf}_2} = (-0.03; -0.07; 0.01)$ (voir Figure III.35). L'amplitude de la source dipolaire convectée est choisie de manière à ce que les deux sources convectées (monopolaire et dipolaire) rayonnent à des niveaux équivalents : $A_d = 1/45 * A_m$.

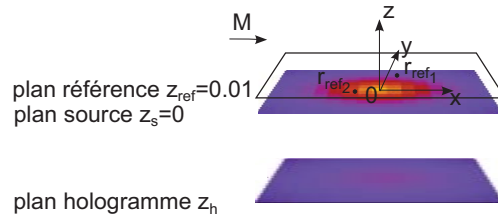


Figure III.35: Placement des capteurs de référence par rapport au plan source pour les simulations utilisant la STSF.

2.3.3.a Sources monopolaire et dipolaire convectées décorréliées

Le champ de pression acoustique reconstruit dans le plan source est comparé au champ de pression acoustique théorique rayonné par deux sources monopolaire et dipolaire convectées décorréliées dans le plan source Figures III.36 et III.37.

Le champ de pression acoustique de deux sources monopolaire et dipolaire décorréliées, situées en $\mathbf{r}_{s1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme suivant x à $M = 0.25$, est correctement évalué par la procédure holographique. Le champ rayonné au voisinage de la source dipolaire (à gauche) est cependant légèrement surestimé (≤ 2 dB).

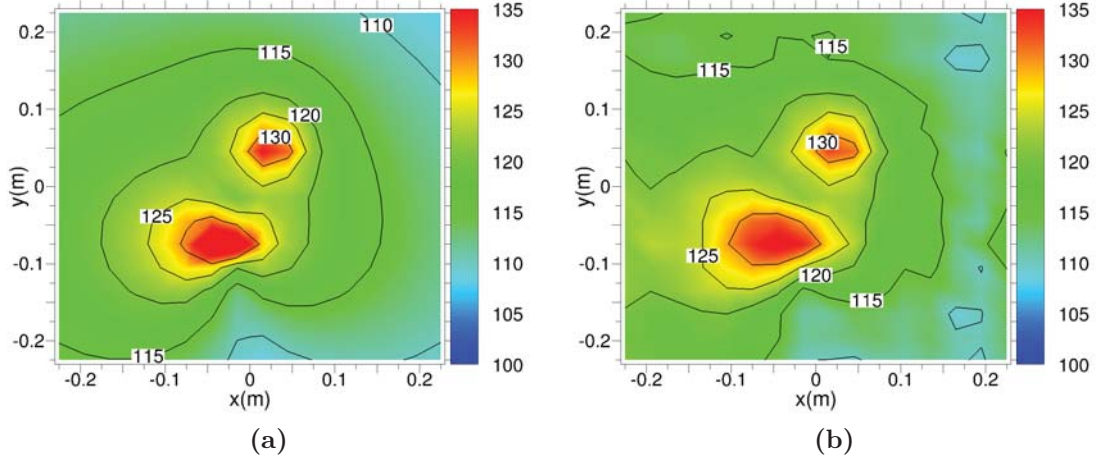


Figure III.36: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruit (b) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour des sources monopolaire et dipolaire décorréées situées en $\mathbf{r}_{s1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

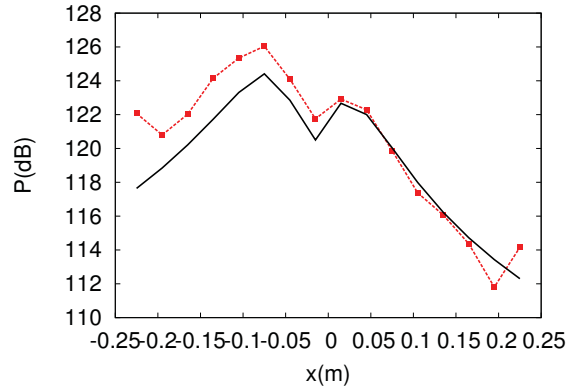


Figure III.37: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour des sources monopolaire et dipolaire décorréées situées en $\mathbf{r}_{s1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

2.3.3.b Sources monopolaire et dipolaire convectées corrélées en phase

Le champ de pression acoustique reconstruit dans le plan source pour deux sources monopolaire et dipolaire convectées corrélées en phase est comparé au champ de pression acoustique théorique rayonné dans le plan source Figures III.38 et III.39.

De la même manière que pour le cas de sources décorréées, le champ de pression acoustique de deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en phase, situées en $\mathbf{r}_{s1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$, est légèrement surestimé (≤ 2 dB) au voisinage de la source dipolaire.

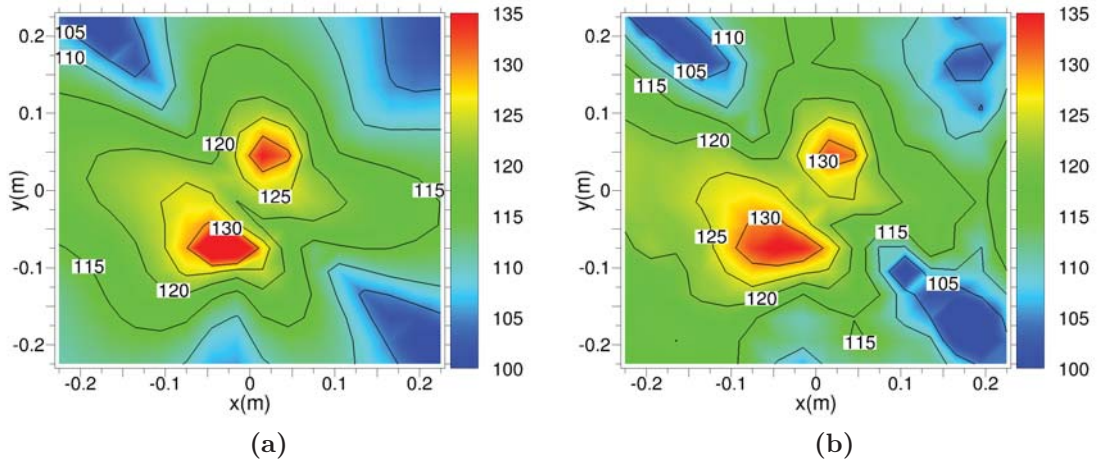


Figure III.38: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruit (b) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en phase situées en $\mathbf{r}_{s1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

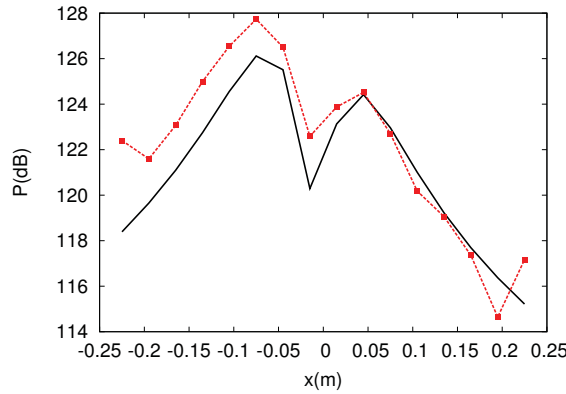


Figure III.39: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en phase situées en $\mathbf{r}_{s1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

2.3.3.c Sources monopolaire et dipolaire convectées corrélées en opposition de phase

Le champ de pression acoustique reconstruit dans le plan source est comparé au champ de pression acoustique théorique rayonné par deux sources monopolaire et dipolaire convectées corrélées en opposition de phase dans le plan source Figures III.40 et III.41.

Le champ de pression acoustique de deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en opposition de phase, situées en $\mathbf{r}_{s1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme suivant x à $M = 0.25$, est là encore légèrement surestimé (≤ 2 dB) au voisinage de la source dipolaire. Des imprécisions, dues à l'interaction importante des deux sources convectées, apparaissent également à l'aval de ces sources.

Comme remarqué dans la sous-section 2.1.2 du Chapitre 1, les performances de l'Holographie acoustique de champ proche ne dépendent pas du type de source étudié, permettant de caractériser des sources acoustiques variées et complexes, ce, même en présence d'un écoulement subsonique uniforme.

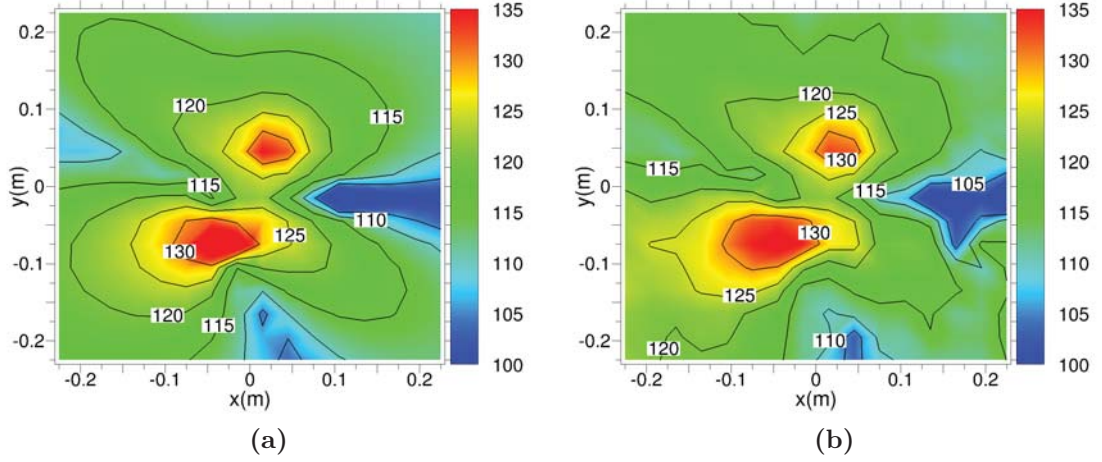


Figure III.40: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruit (b) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en opposition de phase situées en $\mathbf{r}_{s_1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s_2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

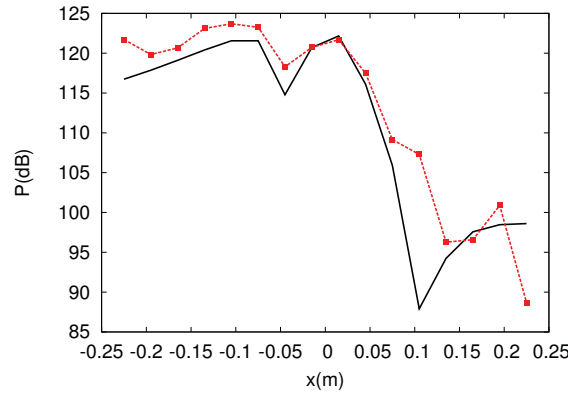


Figure III.41: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour deux sources monopolaire et dipolaire corrélées en opposition de phase situées en $\mathbf{r}_{s_1} = (0.03; 0.05; 0)$ et $\mathbf{r}_{s_2} = (-0.03; -0.07; 0)$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

On se limitera donc, dans la suite de cette étude paramétrique, au cas simple d'une source monopolaire convectée d'amplitude $A = 10^{-3}$ et située à l'origine du repère.

2.4 Influence de la vitesse de l'écoulement

Dans cette sous-section, l'effet de la vitesse de l'écoulement sur la propagation acoustique d'une source convectée, et la qualité de la reconstruction holographique est étudiée. La grille de mesure (ou plan hologramme) utilisée est celle définie dans le Tableau III.2. Pour cela, le champ de pression acoustique rayonné à 2 kHz par une source monopolaire convectée centrée d'amplitude $A = 10^{-3}$ est reconstruit dans le plan source pour différentes vitesses d'écoulements uniformes suivant x : $M = [0; 0.25; 0.5; 0.75]$. Dans le but de montrer l'intérêt de prendre en compte la vitesse de l'écoulement lors de la reconstruction du champ acoustique, ces reconstructions sont effectuées en utilisant le propagateur vitesse-pression convecté réel (II.84) avec et sans écoulement.

2.4.1 Propagateur non convecté

La reconstruction holographique est tout d'abord effectuée avec le propagateur vitesse-pression réel non convecté, c'est-à-dire en utilisant le propagateur vitesse-pression convecté réel (II.84) pour $M = 0$. Ces champs reconstruits, obtenus sans tenir compte de la vitesse de l'écoulement, sont alors comparés aux champs théoriques dans le plan source correspondant aux différentes vitesses testées Figures III.42 et III.43.

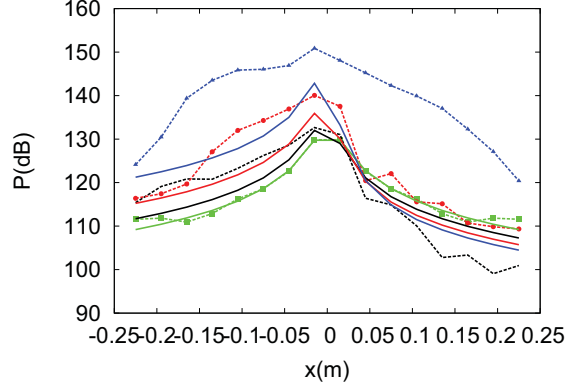


Figure III.42: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression réel non convecté pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à : $M_x = 0$, $M_x = 0.25$, $M_x = 0.5$ et $M_x = 0.75$.

Ces comparaisons montrent que des effets de bord importants apparaissent sur les champs de pression acoustique reconstruits dès $M = 0.25$, et que la localisation de la source acoustique étudiée n'est plus possible pour $M \geq 0.5$.

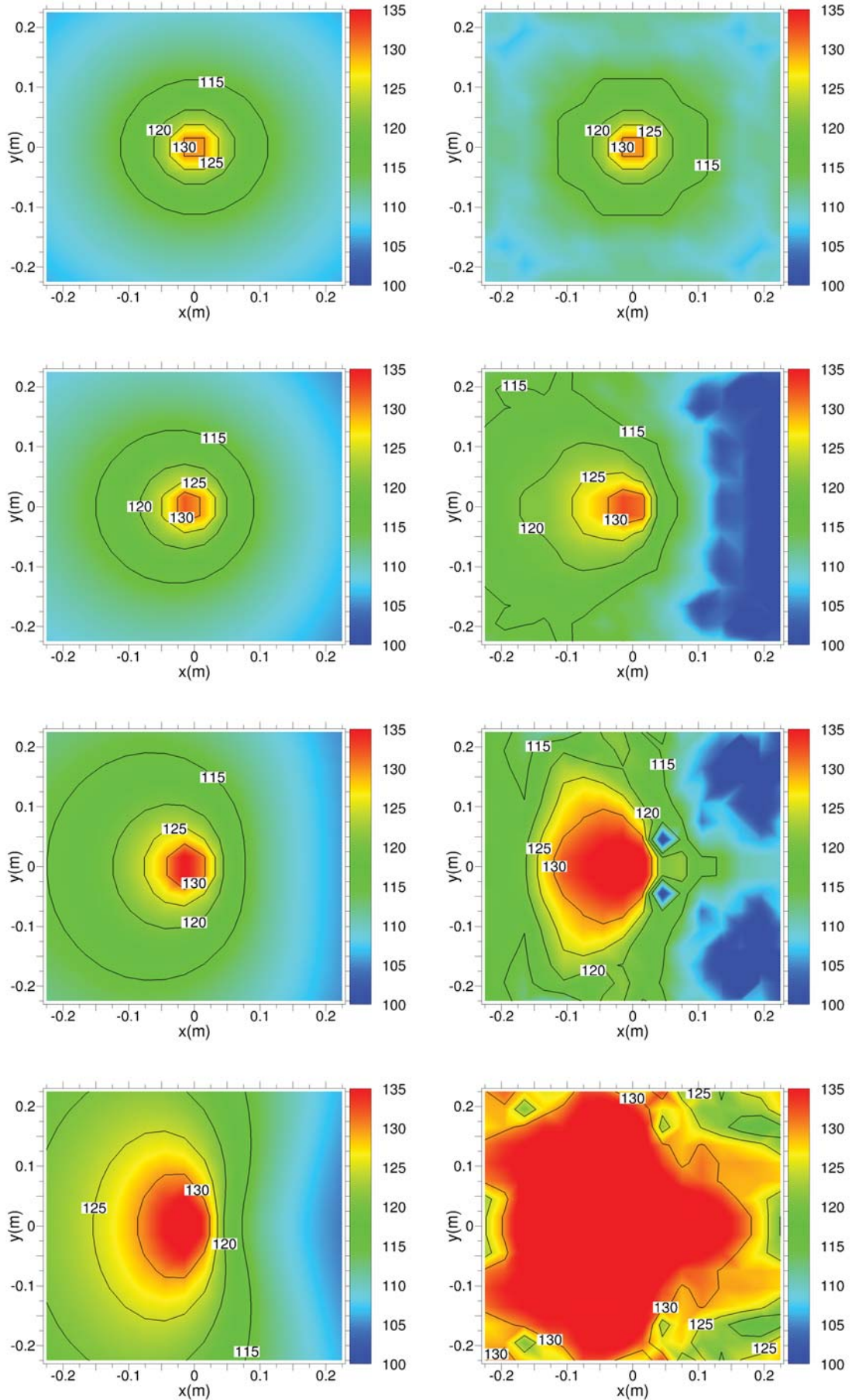


Figure III.43: Champs de pression acoustiques (dB) théoriques (à gauche) et reconstruits (à droite) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression réel non convecté pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = [0; 0.25; 0.5; 0.75]$ (de haut en bas).

2.4.2 Propagateur convecté

La vitesse de l'écoulement est à présent prise en compte lors de la procédure de reconstruction holographique en utilisant le propagateur vitesse-pression convecté réel (II.84).

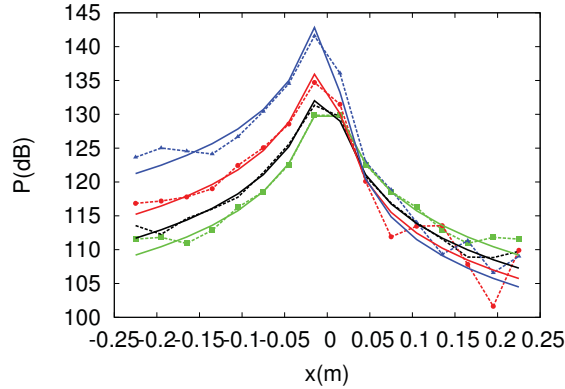


Figure III.44: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (traits pleins) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à : $M_x = 0$, $M_x = 0.25$, $M_x = 0.5$ et $M_x = 0.75$.

La comparaison de ces champs avec les champs de pression acoustique théoriques Figures III.45 et III.44 montre que la position et le niveau de la source monopolaire sont parfaitement évalués par Holographie acoustique de champ proche, quelle que soit la vitesse de l'écoulement subsonique uniforme considérée. Le rayonnement de la source monopolaire dans le plan source, convecté de plus en plus vers l'amont avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, est précisément restitué par la méthode pour les faibles nombres de Mach subsoniques, de légers effets de bords apparaissant pour $M \geq 0.5$.

Cette sous-section ayant montré que l'Holographie acoustique de champ proche utilisant les propagateurs spatiaux convectés procure une caractérisation précise de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme, on étudiera dans la suite de ce chapitre le cas d'un écoulement uniforme à $M = 0.25$, ce qui correspond aux vitesses de décollage et d'atterrissage classiques d'un avion de ligne.

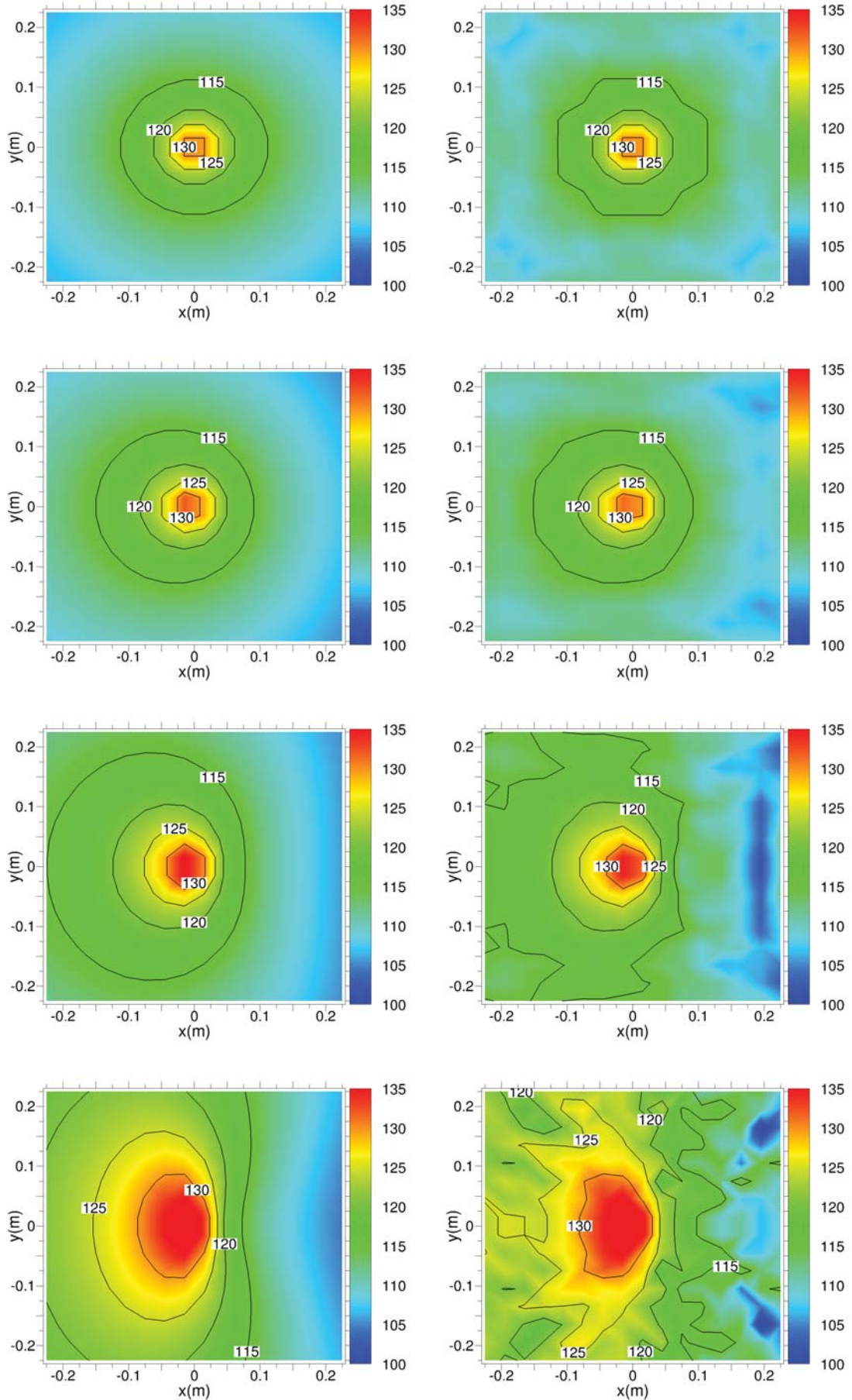


Figure III.45: Champs de pression acoustiques (dB) théoriques (à gauche) et reconstruits (à droite) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à : $M_x = [0; 0.25; 0.5; 0.75]$ (de haut en bas).

3 Vers l'application en soufflerie

L'étude paramétrique précédente a démontré la capacité de l'Holographie acoustique de champ proche à caractériser des sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique tant que les dimensions, la position de la grille de mesure et le propagateur spatial sont adaptés. En pratique, des erreurs introduites par la chaîne de mesure, et le calcul du gradient de vitesse acoustique normale suivant la direction de l'écoulement par différence finies, sont susceptibles de dégrader la qualité de la caractérisation des sources. Cette méthode est également limitée à l'étude de sources rayonnant en champ libre (voir la sous-section 2.1.2.d du Chapitre 1) au sein d'écoulements uniformes (voir la sous-section 2.1 du Chapitre 2), ce qui n'est pas toujours vérifié en soufflerie. Cette section se propose donc d'étudier l'impact de ces erreurs et de ces hypothèses sur la précision de la reconstruction holographique.

Les simulations présentées dans cette section utilisent la même configuration plan source/plan hologramme/écoulement que celle utilisée dans la section précédente et décrite Figure III.4. Les paramètres optimaux, dimensions et position de la grille de mesure (voir Tableau III.2), propagateur vitesse-pression convecté réel (II.84), sont utilisés pour reconstruire le champ acoustique rayonné à 2 kHz par une source monopolaire centrée d'amplitude $A = 10^{-3}$, au sein d'un écoulement subonique suivant x .

3.1 Sensibilité au bruit de mesure

La mesure du champ de vitesse acoustique dans le plan hologramme n'étant en pratique pas parfaite, cette sous-section s'intéresse à l'effet d'un éventuel bruit de mesure sur la précision de la reconstruction holographique. Ce bruit de mesure est simulé par un déphasage aléatoire, compris entre 0 et 20°, du champ acoustique calculé en chaque point de la grille de mesure. Les champs de pression acoustique reconstruits dans le plan source, avec et sans déphasage, dans le cas d'un écoulement uniforme à $M = 0.25$, sont alors comparés au champ théorique Figures III.46 et III.47.

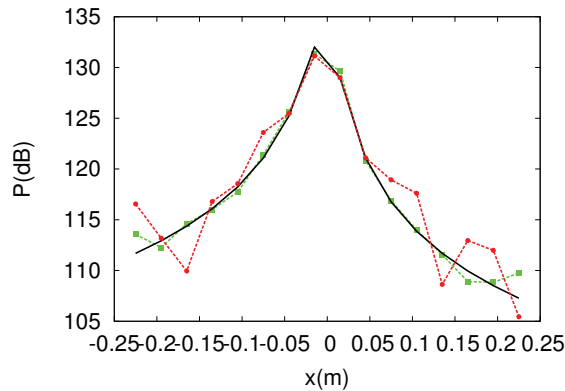


Figure III.46: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec et sans déphasage aléatoire de 0 à 20° du champ hologramme.

Le déphasage aléatoire du champ hologramme n'altère pas la qualité de la pression acoustique reconstruite au voisinage du point source, mais affecte la précision du champ acoustique reconstruit sur les bords de la grille. Cependant, le caractère "monopolaire convecté" de la source acoustique étudiée est tout de même identifiable.

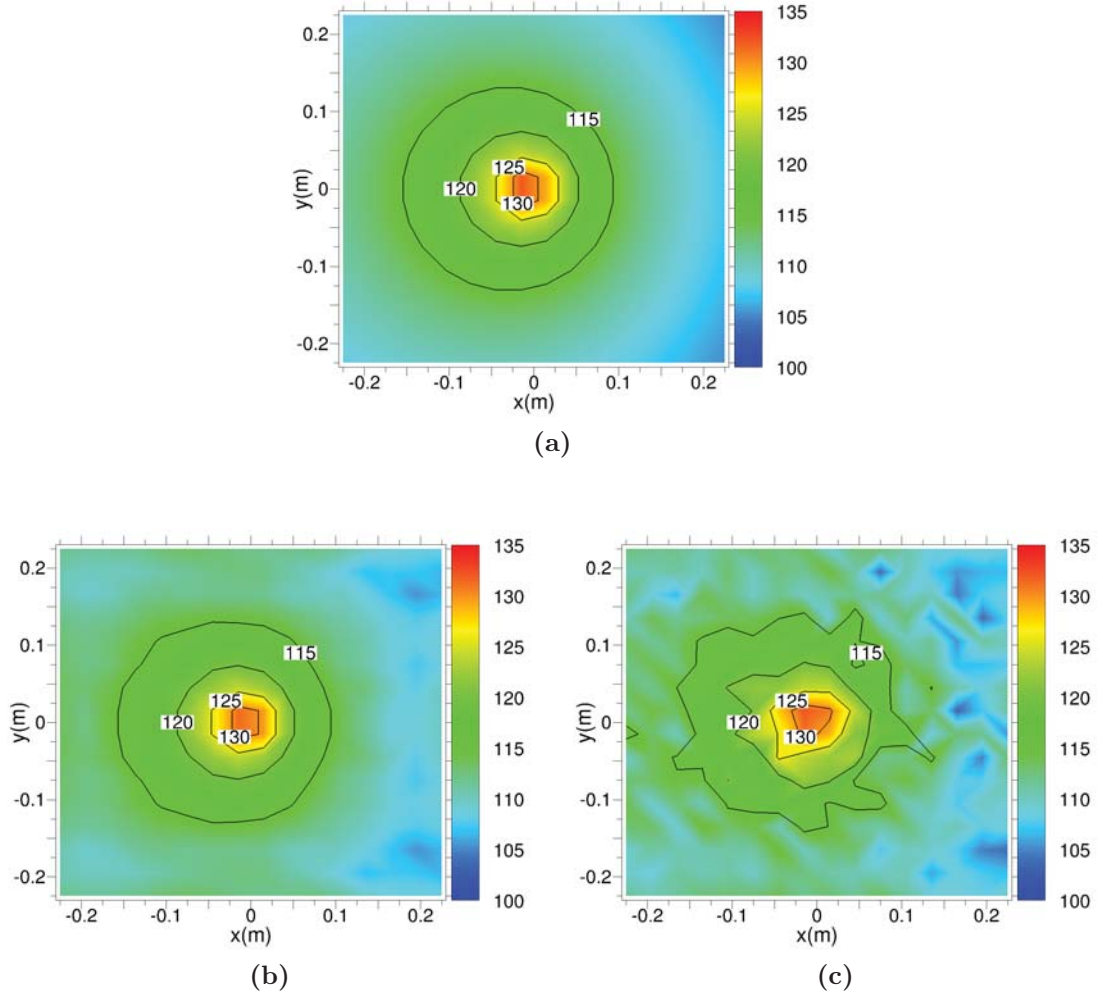


Figure III.47: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruits dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec (c) et sans (b) déphasage aléatoire de 0 à 20° du champ hologramme.

3.2 Influence de l'estimation du gradient de vitesse par différences finies

Lors des simulations, le champ hologramme correspondant au propagateur utilisé et à la source étudiée est calculé en tout point de la grille de mesure, mais, en pratique, les mesures par Vélocimétrie Laser Doppler ne donnent accès qu'à la vitesse acoustique normale en chaque point du plan hologramme. Le gradient de vitesse acoustique normale suivant la direction de l'écoulement, nécessaire lors de l'utilisation du propagateur vitesse-pression convecté réel (II.84), peut être alors estimé par un schéma aux différences finies d'ordre 2, dégénéré en schéma d'ordre 1 sur les bords de la grille de mesure :

$$\frac{\partial u_z(\mathbf{r}_i, \omega)}{\partial x} = \begin{cases} \frac{u_z(\mathbf{r}_{i+1}, \omega) - u_z(\mathbf{r}_i, \omega)}{\Delta x} & \text{si } i = 1 \\ \frac{u_z(\mathbf{r}_{i+1}, \omega) - u_z(\mathbf{r}_{i-1}, \omega)}{2\Delta x} & \forall \quad 1 < i < n \\ \frac{u_z(\mathbf{r}_i, \omega) - u_z(\mathbf{r}_{i-1}, \omega)}{\Delta x} & \text{si } i = n \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

où $i \in [1 : n]$ correspond à l'indice du point sur la ligne de maillage considérée.

Pour estimer les erreurs de reconstruction introduites par cette approximation, les champs

de pression acoustique théorique et reconstruits dans le plan source, avec et sans estimation du gradient de vitesse par différences finies sont comparés Figure III.48.

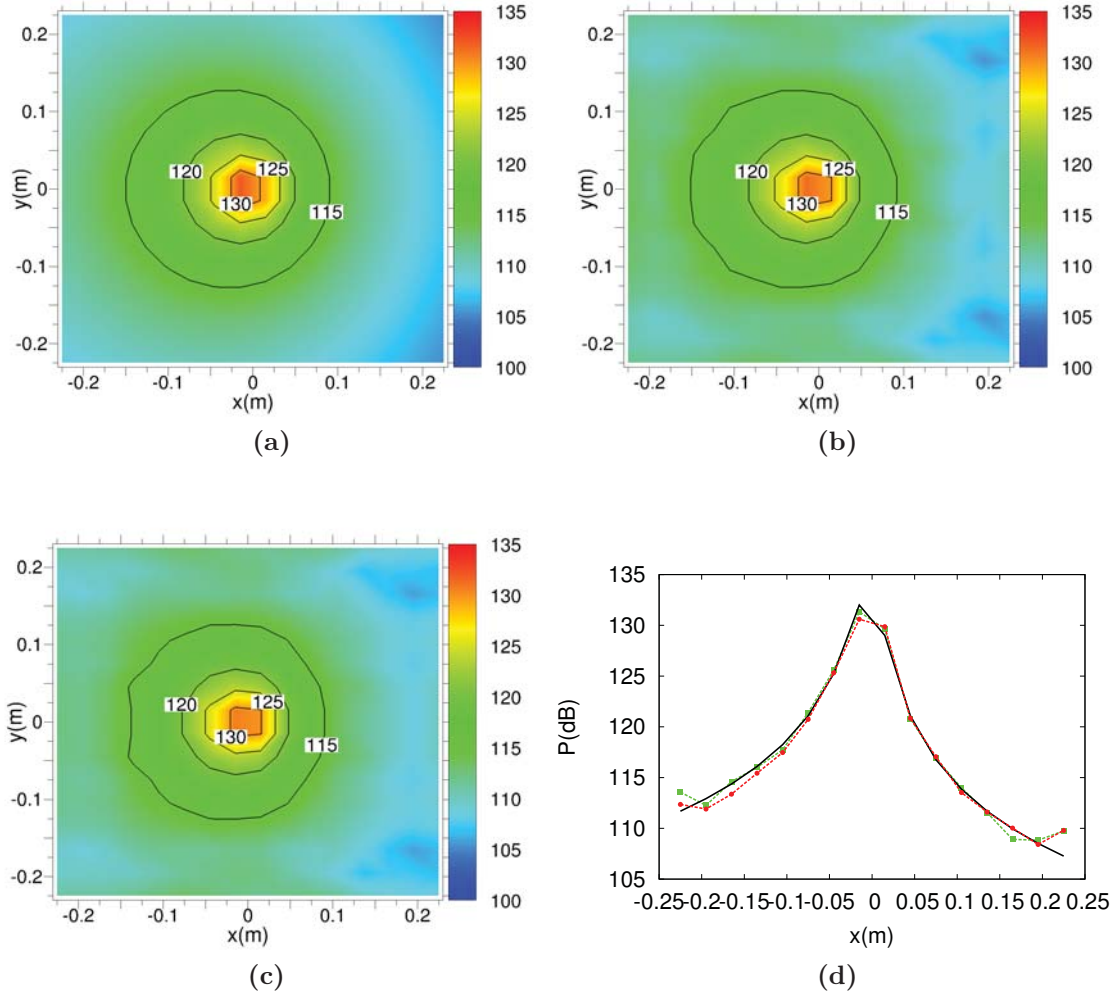


Figure III.48: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruits dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec (c) et sans (b) estimation du gradient de vitesse par différences finies dans le plan hologramme. (d) Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec et sans estimation du gradient de vitesse par différences finies dans le plan hologramme.

Cette comparaison montre que le champ de pression acoustique reconstruit n'est que très légèrement affecté par l'estimation du gradient de vitesse acoustique normale par différences finies (erreurs ≤ 1 dB au point source et à l'amont).

3.3 Réflexion des ondes acoustiques

Lors des simulations précédentes, les champs hologrammes calculés correspondaient aux champs rayonnés par les sources acoustiques convectées étudiées en champ libre dans le demi-espace sans source $z \leq z_s$. En pratique, et notamment en soufflerie à veine fermée, des réflexions sont susceptibles de venir polluer le champ acoustique mesuré dans le plan hologramme, affectant

la précision du champ reconstruit dans le plan source. Cette sous-section se propose d'étudier l'influence de cette hypothèse sur la qualité de la reconstruction holographique en présence de réflexions acoustiques se produisant sur trois plans (x, y) et (x, z) , simulées par la méthode des sources images (voir Figure III.49).

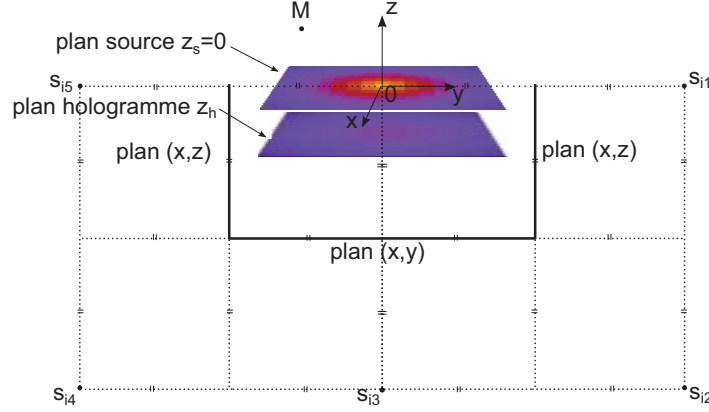


Figure III.49: Schéma représentant la modélisation des plans réfléchissants (x, y) et (x, z) par la méthode des sources images.

Le champ de pression acoustique rayonné au sein d'un écoulement uniforme à $M = 0.25$, en présence de plans réfléchissants situés en $z = -0.3$ m, $y = -0.3$ m et $y = 0.3$ m (choisis en fonction des dimensions de la veine d'essai utilisée pour la validation expérimentale dans le chapitre suivant : 0.6×0.36) est reconstruit dans le plan source. Ce champ reconstruit est comparé au champ reconstruit sans réflexions, et aux champs théoriques avec et sans réflexions Figures III.51 et III.50.

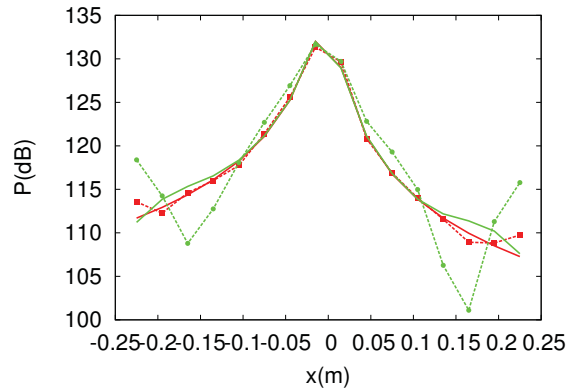


Figure III.50: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théoriques (trait plein) et reconstruits (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ sans et avec réflexions sur des parois situées en $z = -0.3$ m, $y = -0.3$ m et $y = 0.3$ m.

La qualité de la reconstruction holographique avec le propagateur vitesse-pression convecté réel étant bonne, le champ de pression acoustique reconstruit dans le plan source avec réflexions est très proche du champ théorique avec réflexions (voir Figure III.51b). Ces deux champs correspondent aux champs de pression acoustique sans réflexions au voisinage du point source, c'est-à-dire au centre du maillage (voir Figure III.50). Par contre, des erreurs dues aux réflexions parasites se produisant sur les différents plans réfléchissants apparaissent sur les bords du plan source, notamment sous forme de ventres et de noeuds d'amplitudes faibles devant celle de la source étudiée. Il convient de noter que le mode acoustique transverse d'ordre 7 est

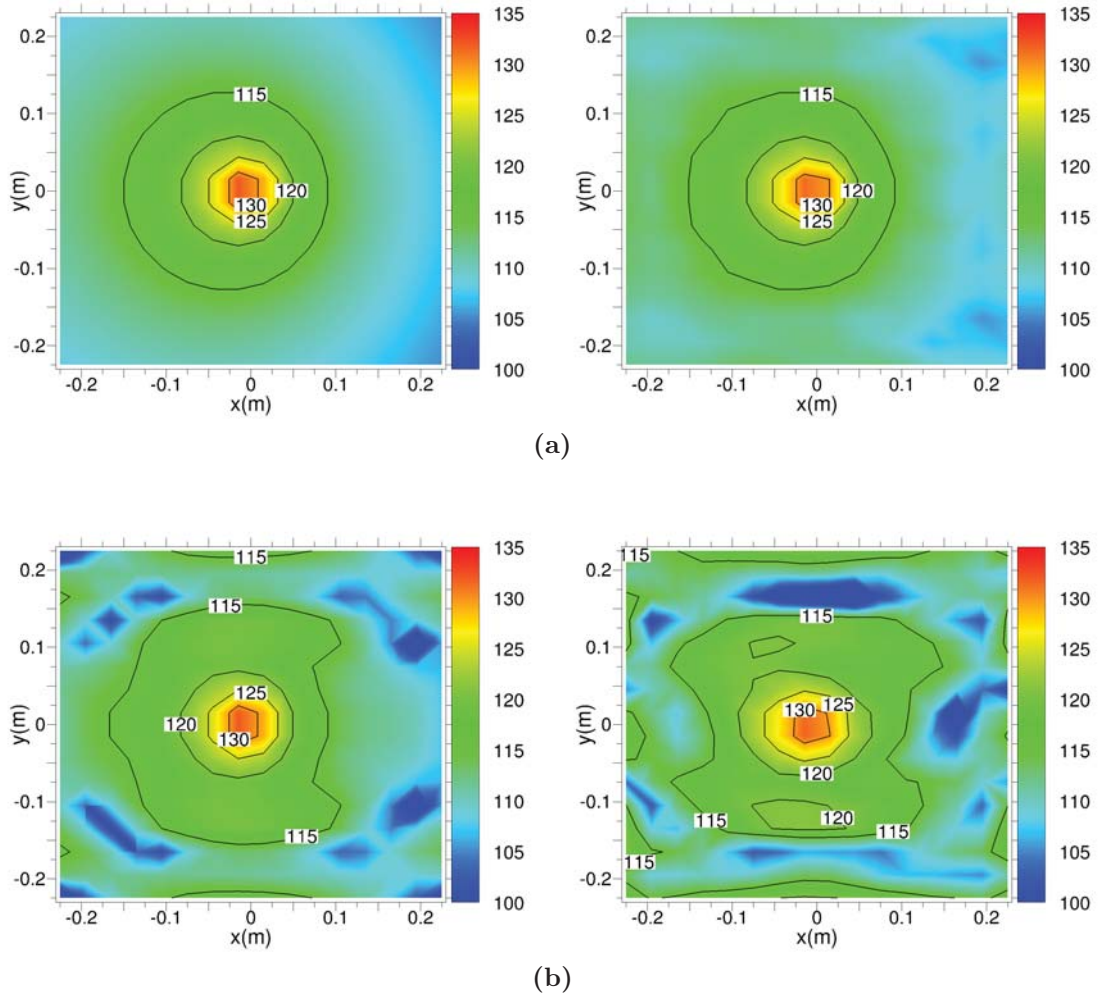


Figure III.51: Champs de pression acoustique (dB) théoriques (à gauche) et reconstruits (à droite) dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$ avec (b) et sans (a) réflexions sur des parois situées en $z = -0.3$ m, $y = -0.3$ m et $y = 0.3$ m.

proche de la fréquence testée (2 kHz), celui-ci apparaissant à $f_{n=7} \simeq 1983$ Hz. L'hypothèse de propagation en champ libre, intrinsèque à l'Holographie acoustique de champ proche, n'empêche donc pas la localisation et l'estimation du niveau de la source acoustique en présence de parois réfléchissantes situées à 0.3 m du centre du plan hologramme, mais modifie son rayonnement notamment sur les bords du plan source.

3.4 Uniformité de l'écoulement

S'il est possible d'avoir un écoulement parfaitement uniforme en simulation, les écoulements réels sont généralement plus complexes (présence de couches limites, de couches de cisaillement, de sillages...), susceptibles d'entraîner des erreurs sur la reconstruction holographique si l'on suppose la vitesse constante. Une procédure est proposée dans cette sous-section afin d'étudier l'influence de cette hypothèse sur la qualité de la reconstruction holographique, et de permettre la prise en compte de variations de vitesse dans la direction de reconstruction. Cette procédure est présentée ici dans le cas d'une reconstruction holographique à travers une couche limite. Pour cela, le profil de couche limite suivant (issu de la campagne de mesure effectuée en soufflerie et présentée dans le chapitre suivant) est utilisé :

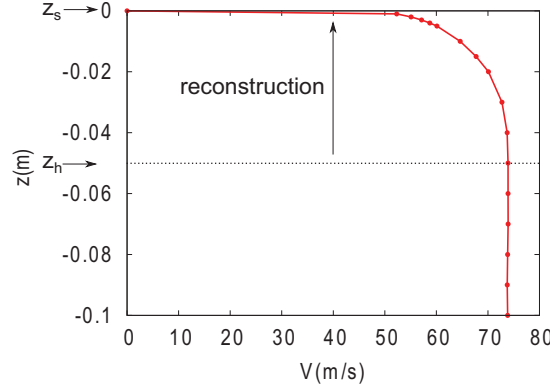


Figure III.52: Profil de couche limite utilisé pour les simulations.

La reconstruction dans le plan source du champ acoustique rayonné par la source monopolaire étudiée au sein de l'écoulement décrit Figure III.52 est tout d'abord effectuée en supposant la vitesse constante, égale à sa valeur dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m (c'est-à-dire hors couche limite) : 73.9 m/s soit $M = 0.22$. La comparaison du champ reconstruit avec le champ théorique dans le plan source en $z_s = 0$ où la vitesse de l'écoulement est nulle, Figures III.54a, III.54b et III.53, montre que la reconstruction holographique à vitesse constante sur-estime et sous-estime de près de 2 dB le champ de pression acoustique à l'amont et à l'aval respectivement. Cette dyssymétrie est due à l'hypothèse de vitesse constante entre le plan hologramme et le plan de reconstruction, qui conserve la convection du rayonnement acoustique.

Pour palier à cela, une solution est de reconstruire pas à pas le champ acoustique du plan hologramme $z_h = -0.05$ m vers le plan source $z_s = 0$ m, en tenant compte des variations de vitesse dans la couche limite. Le champ acoustique est donc reconstruit petit à petit en considérant la vitesse constante à chaque reconstruction, le plan reconstruit à une étape (correspondant à un point de la courbe III.52) devenant le plan hologramme de l'étape suivante. Le champ de pression acoustique reconstruit dans le plan source par cette procédure est alors comparé (Figures III.54a, III.54c et III.53) au champ reconstruit en considérant la vitesse constante entre le plan source et le plan hologramme, et au champ théorique.

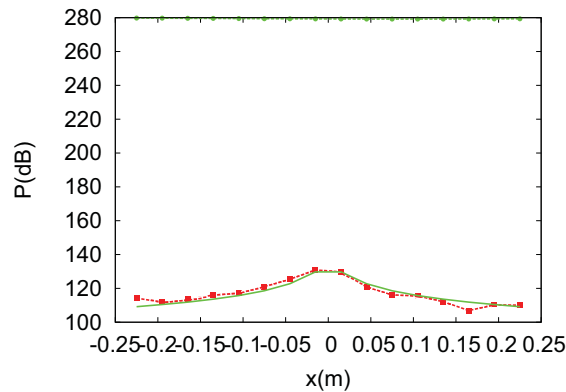


Figure III.53: Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement subsonique **uniforme** ou **de couche limite** suivant x .

Ces Figures montrent que le champ obtenu dans le plan source par la procédure de reconstruction pas à pas est complètement erroné (voir Figures III.54c et III.53). Cela est dû à la singularité du propagateur vitesse-pression convecté réel pour la reconstruction (II.84) quand

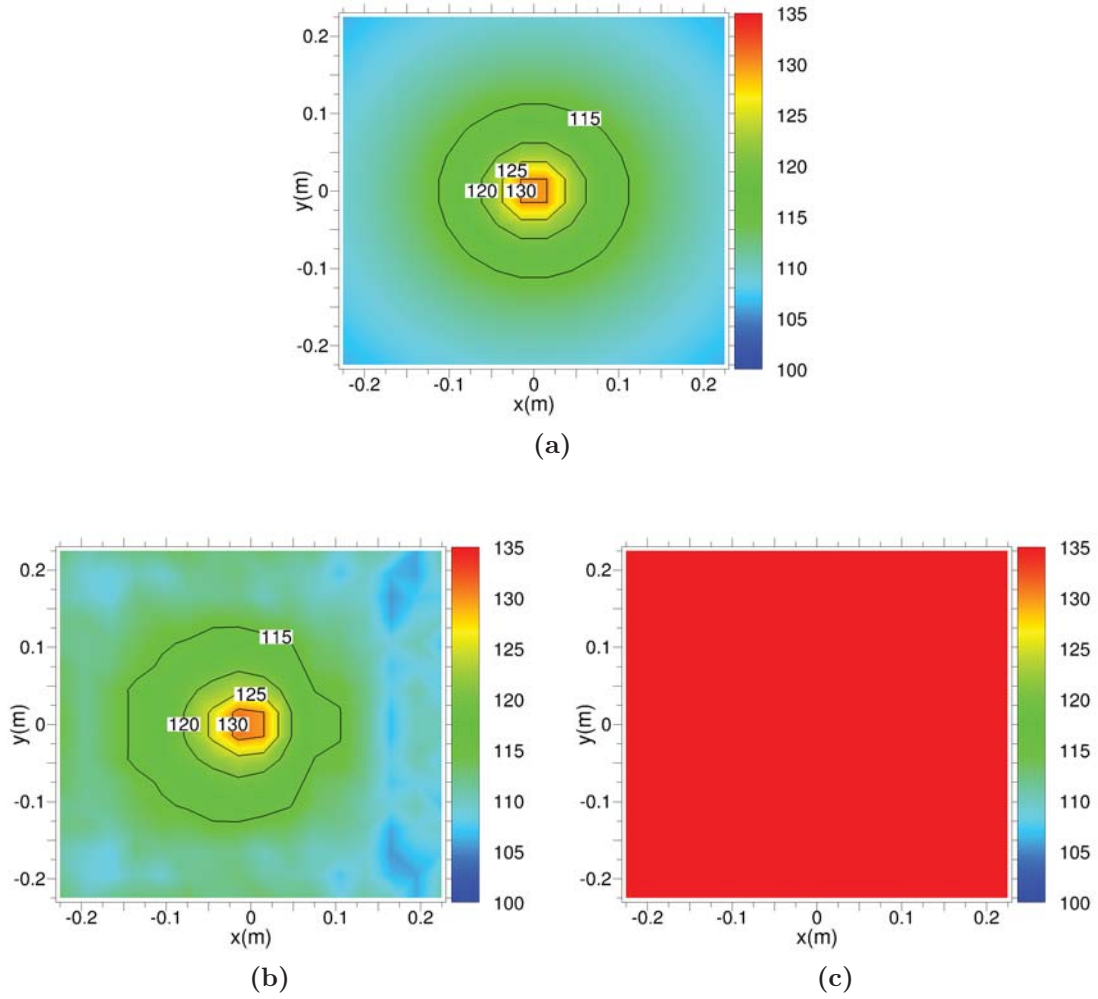


Figure III.54: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruit dans le plan source par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme (b) ou de couche limite suivant x (c).

$z - z_h$ tend vers 0, c'est-à-dire quand le plan reconstruit est très proche du plan hologramme (voir Tableau II.2). En effet, ce propagateur est une combinaison des propagateurs vitesse-pression convecté réel pour la propagation (II.76) écrit en $z = z_h$, et pression-pression convecté réel pour la reconstruction (1/ (II.77)), qui tend vers 0 quand z tend vers z_h (voir la sous-section 2.3.4 du Chapitre 2). Le champ acoustique reconstruit pas à pas jusqu'au plan source avec une distance $z - z_h \leq 0.01$ m à chaque étape (voir Figure III.52), entraîne alors des erreurs sur le champ reconstruit qui se cumulent jusqu'au plan source.

Une autre solution est donc d'appliquer cette même procédure en utilisant comme propagateur vitesse-pression convecté une combinaison des propagateurs vitesse-pression convecté réel pour la propagation (II.76) écrit en $z = z_h$, et pression-pression convecté spectral (II.54) qui ne présente aucune singularité. Le champ de pression acoustique reconstruit pas à pas dans le plan source avec ce nouveau propagateur vitesse-pression convecté est alors comparé avec le champ reconstruit en supposant la vitesse uniforme dans la direction de reconstruction, et le champ théorique (Figure III.55).

Le champ de pression acoustique obtenu dans le plan source avec le nouveau propagateur vitesse-pression convecté en tenant compte des variations de vitesse dans la couche limite est plus précis que celui obtenu en considérant la vitesse uniforme et égale à sa valeur hors couche

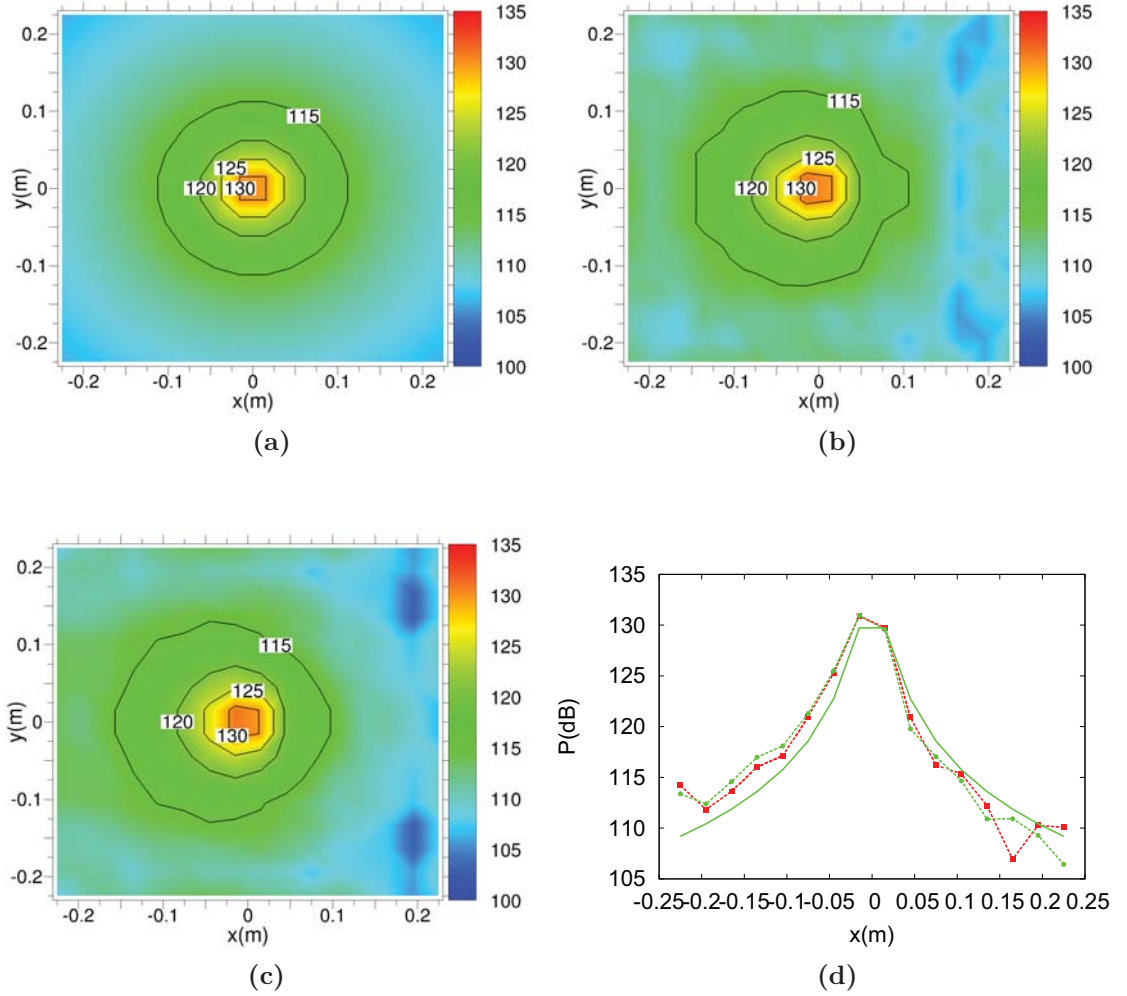


Figure III.55: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et reconstruit dans le plan source par une combinaison des propagateurs vitesse-pression convecté réel et pression-pression convecté spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme (b) ou de couche limite suivant x (c). (d) Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et reconstruit (pointillés) dans le plan source en $y = -0.015$ m par une combinaison des propagateurs vitesse-pression convecté réel et pression-pression convecté spectral pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à $f = 2$ kHz au sein d'un écoulement subsonique **uniforme** ou **de couche limite** suivant x .

limite, mais la dissymétrie induite par l'écoulement demeure (voir Figure III.55d). La reconstruction pas à pas pourrait être améliorée en disposant de plus de points de mesure de vitesse dans la couche limite. En effet, le point de mesure le plus proche de la paroi, correspondant à la dernière étape de reconstruction, est situé à $z = -0.001$ m et correspond à une vitesse de 52.3 m/s, ce qui équivaut à ~ 70 % de la vitesse extérieure à la couche limite (voir Figure III.52). Cependant, les erreurs ≤ 2 dB induites par la reconstruction à vitesse constante ou pas à pas restent acceptables à ces vitesses d'écoulement, où la convection des ondes acoustiques est faible.

4 Conclusion

La caractérisation numérique de sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme par Holographie acoustique de champ proche basée sur la mesure de vitesse acoustique a été présentée dans ce chapitre.

Tout d'abord, le code de calcul permettant de simuler la caractérisation de sources acoustiques convectées au moyen des propagateurs spatiaux convectés, basés sur la mesure de vitesse acoustique (vitesse-pression et vitesse-vitesse) et développés dans le chapitre précédent, a été décrit. Ces propagateurs n'existant sous leur forme réelle que dans le cas d'un écoulement parallèle au plan hologramme (voir Tableau II.2), seule cette configuration a été considérée. Une modélisation de sources acoustiques convectées monopolaire et dipolaire, correspondant aux sources aéroacoustiques classiques (voir la sous-section 1.1 du Chapitre 1), a été ensuite proposée, permettant de calculer le champ hologramme qui sert d'entrée au code de calcul développé. La nature de ce champ hologramme (vitesse acoustique ou vitesse acoustique et gradient de vitesse acoustique suivant la direction de l'écoulement) dépend du type d'opération souhaité (reconstruction ou propagation de la pression ou de la vitesse acoustique) et du propagateur spatial convecté utilisé (spectral ou réel). Une procédure de régularisation (filtrage dans l'espace des nombres d'onde) est nécessaire dans certains cas pour améliorer la précision de la reconstruction holographique.

Ce code de calcul est dans un second temps utilisé pour évaluer la capacité de l'Holographie acoustique de champ proche à caractériser des sources acoustiques monopolaires et dipolaires rayonnant au sein d'un écoulement subsonique uniforme parallèle au plan hologramme. Une étude paramétrique a donc été menée, permettant de définir les dimensions (taille, distance inter-capteur) et la position optimale de la grille de mesure, ainsi que le type de propagateur spatial convecté (spectral ou réel) à utiliser suivant le type d'opération souhaitée. Cette étude a permis de montrer que la procédure holographique est performante pour une certaine gamme de fréquence donnée par les dimensions de la grille, et que sa position par rapport au plan source doit être comprise entre la distance inter-capteur et la demie longueur d'onde de manière à capter les ondes évanescentes présentes en champ proche. L'influence du type de source acoustique convectée étudié et de la vitesse de l'écoulement ont également été abordées, confirmant le fait que la précision de la caractérisation holographique est indépendante du type de source étudié, et montrant que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement dégrade la qualité du champ acoustique sur les bords de la grille. La nécessité d'utiliser un propagateur spatial convecté tenant compte de la vitesse de l'écoulement considéré a de plus été démontrée.

Enfin une évaluation des erreurs associées à l'application de cette méthode de caractérisation en soufflerie (effet du bruit de mesure, de l'approximation du gradient de vitesse par différences finies, de réflexions et d'un écoulement non-uniforme) a également été menée. Cette étude a montré que la méthode est robuste aux erreurs de mesure et à l'approximation du gradient de vitesse acoustique normale par différences finies dans le plan hologramme, nécessaire lors de reconstructions avec le propagateur vitesse-pression convecté réel. L'impact des hypothèses de la méthode sur sa capacité à caractériser des sources acoustiques convectées a été discuté, montrant notamment que les réflexions se produisant sur des parois horizontales et verticales, placées à plusieurs longueurs d'onde des sources étudiées, n'altèrent la qualité des champs acoustiques évalués que sur les bords de la grille. Une procédure permettant la prise en compte de variations de l'écoulement dans la direction de reconstruction a également été présentée, cependant elle n'améliore que légèrement les performances de la méthode aux vitesses d'écoulement testées.

Ces résultats (dimensionnement et positionnement de la grille de mesure, choix du propagateur adapté...), ainsi que le code de calcul développé, sont utilisés dans le chapitre suivant, consacré à l'application de l'Holographie acoustique de champ proche en soufflerie.

Chapitre IV

Validation de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique en soufflerie par Vélocimétrie Laser Doppler

Sommaire

1	Dispositif expérimental	117
1.1	Soufflerie	117
1.2	Source acoustique	118
1.3	Montage en veine	120
1.4	Vélocimètre laser Doppler	121
1.5	Ensemencement	123
1.6	Système d'acquisition	124
2	Post-traitement des mesures laser	124
2.1	Extraction des vitesses moyennes et fluctuantes	124
2.2	Extraction de la vitesse acoustique	125
2.3	Incertitudes de mesure sur la vitesse acoustique	126
3	Caractérisation d'une source acoustique en soufflerie	127
3.1	Caractérisation de l'écoulement	127
3.2	Caractérisation de la source acoustique	129
3.2.1	Champs de vitesse acoustique mesurés	129
3.2.2	Reconstruction vers le plan source	134
3.2.3	Propagation dans la veine	140
3.2.4	Prise en compte de la non-uniformité de l'écoulement	145
4	Conclusion	149

Ce chapitre est consacré à la validation expérimentale de l'Holographie acoustique de champ proche (Nearfield Acoustic Holography) en écoulement subsonique uniforme, développée et testée numériquement dans les chapitres précédents. Pour cela, une campagne d'essai en soufflerie, utilisant des mesures non-intrusives effectuées par Vélocimétrie Laser Doppler (Laser Doppler Velocimetry), a été définie en fonction des conclusions du chapitre précédent. Tout d'abord, le choix de la soufflerie et de la source acoustique utilisées, ainsi que leur adaptation à la campagne d'essai souhaitée, sont présentés. Le vélocimètre laser Doppler développé pour cette campagne, et les dispositifs d'ensemencement et d'acquisition mis en place sont également détaillés. Ensuite, la procédure d'extraction de la vitesse acoustique à partir des mesures de vitesse LDV est exposée. Enfin, les champs de vitesse moyenne et acoustique obtenus par LDV sont utilisés en entrée du code de caractérisation holographique développé dans le chapitre précédent. La capacité de l'Holographie acoustique de champ proche à caractériser des sources acoustiques en soufflerie subsonique, à partir d'un champ hologramme de vitesse acoustique placé parallèlement à l'écoulement, est alors discutée.

1 Dispositif expérimental

Cette section décrit l'ensemble du dispositif expérimental utilisé pour la campagne de validation de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique. La définition du montage utilisé pour cette campagne (soufflerie, source acoustique), ainsi que le dispositif de mesure LDV (vélocimètre, ensemencement) et le système d'acquisition sont présentés. Ce dispositif est défini en fonction des résultats obtenus dans le chapitre précédent.

1.1 Soufflerie

Afin de valider la procédure holographique en écoulement, la soufflerie utilisée pour la campagne d'essai doit être capable de générer un écoulement subsonique de vitesse suffisamment importante pour que la convection des ondes acoustiques soit visible, dans une section suffisamment grande pour permettre l'acquisition du champ hologramme correspondant à la gamme de fréquence visée. Parmi les souffleries disponibles au Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique (DMAE) de l'ONERA, la soufflerie de recherche, dite *Juju*, a été choisie (voir Figure IV.1).

Cette soufflerie est une soufflerie subsonique à veine fermée de type Eiffel (c'est-à-dire qu'elle fonctionne en circuit ouvert en aspirant l'air ambiant). Un collecteur aspire donc l'air extérieur à travers un filtre anti-poussière, vers une chambre de tranquillisation composée de grilles anti-turbulence et d'un nid d'abeille. Un convergent de taux de contraction 16.8 accélère ensuite l'air aspiré vers une veine d'essai de largeur $l = 0.60$ m et de longueur $L = 2.5$ m, la hauteur de veine variant légèrement de manière à s'affranchir des effets de parois dûs au développement de couches limites sur le plancher et le plafond : $h \in [0.35; 0.37]$ m. Cette veine d'essai présente la particularité d'être enfermée dans une chambre d'expérience étanche dont l'intérieur est recouvert de mousse absorbante. Un divergent guide ensuite l'écoulement vers un silencieux (Arnal *et al.* [231]), constitué de nombreuses chicane également recouvertes de mousse absorbante et permettant de limiter le bruit parasite provenant du ventilateur. Ce ventilateur centrifuge fonctionne à rotation constante, les variations de vitesse étant générées par les pertes de charges provoquées par des volets dont on commande l'ouverture. La soufflerie *Juju* présente un taux de turbulence de ~ 0.05 % dans la gamme de vitesse de fonctionnement $[20 : 80]$ m/s, et a été qualifiée acoustiquement pour la première fois en 1998 (Aubrun *et al.* [232]) lors de l'étude de l'influence d'une excitation acoustique sur la transition de la couche limite d'une aile en

flèche (voir Figure IV.2). Elle présente un bruit de fond ≤ 113 dB (OASPL) à sa vitesse de fonctionnement maximale.

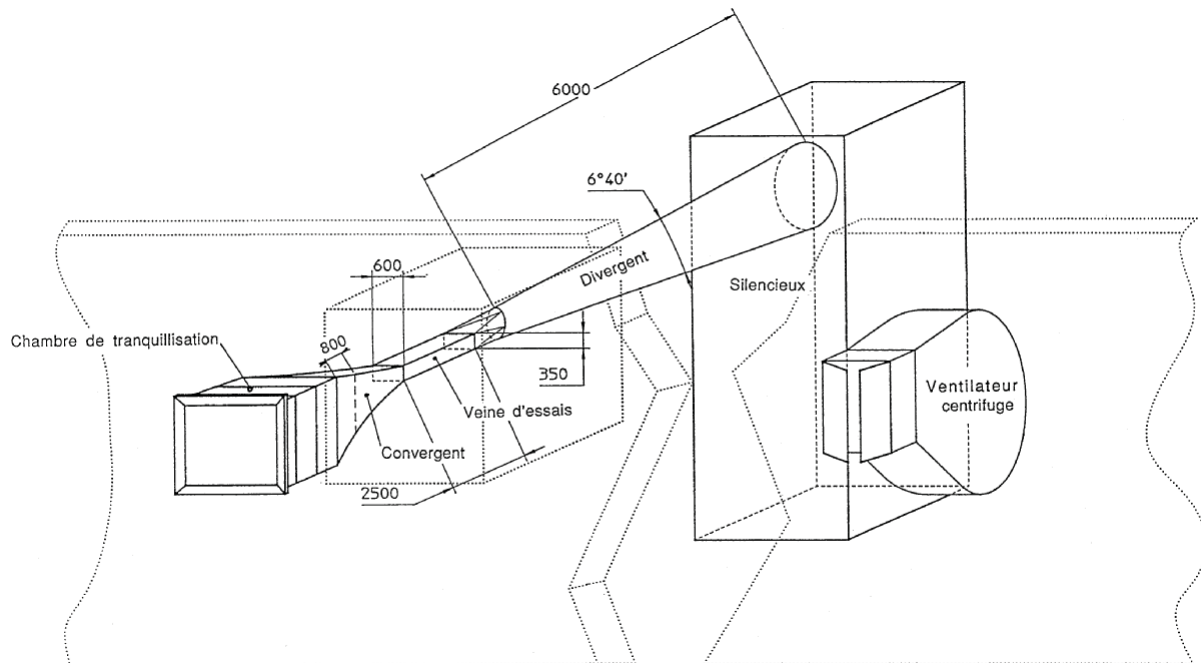


Figure IV.1: Schéma du circuit de la soufflerie *Juju*.

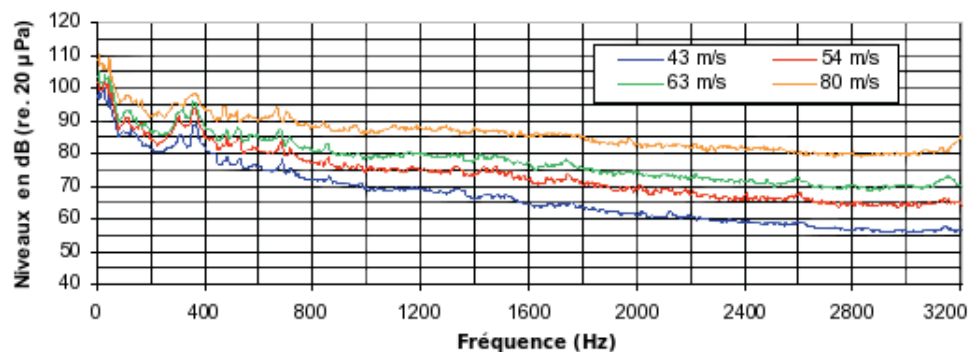


Figure IV.2: Bruit de fond de la soufflerie *Juju* à différentes vitesses de fonctionnement (Aubrun *et al.* [232]).

La vitesse de fonctionnement maximale de la soufflerie *Juju*, correspondant à un nombre de Mach de 0.23, est suffisamment élevée pour rendre visible la convection des ondes acoustiques par l'écoulement (voir la sous-section 3.4 du Chapitre 3). De plus, les dimensions de sa veine d'essai permettent l'utilisation de la grille de mesure définie au chapitre précédent (voir Tableau III.2), et le bruit de fond qu'elle génère est relativement faible. Cette soufflerie est donc adaptée à la campagne d'essai envisagée.

1.2 Source acoustique

La grille de mesure utilisée pour l'acquisition du champ hologramme (voir Tableau III.2) est optimisée pour l'étude de sources acoustiques rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement subsonique uniforme (voir sous-section 2.1.1 du Chapitre 3). La source acoustique étudiée doit

donc être capable de générer des niveaux de pression acoustique suffisamment importants pour émerger du bruit de fond de la soufflerie *Juju* à cette fréquence, c'est-à-dire > 85 dB.

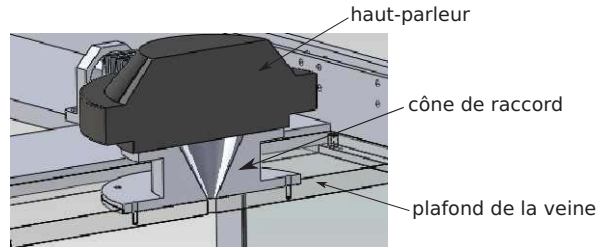


Figure IV.3: Source acoustique élaborée pour la campagne de validation dans la soufflerie *Juju*.

Le type de source acoustique étudié n'ayant pas (ou très peu) d'influence sur la qualité de la procédure holographique (voir la sous-section 2.3 du Chapitre 3), une source acoustique de rayonnement monopolaire a été réalisée. Pour cela, un haut-parleur JBL 2490H a été choisi pour sa capacité à générer de forts niveaux de pression acoustique sur la gamme de fréquence d'intérêt (voir Annexe 1.1). Ce haut-parleur est relié au plafond de la veine d'essai de la soufflerie *Juju* par l'intermédiaire d'un cône de raccord débouchant sur un orifice de diamètre 0.01 m, permettant d'obtenir une source acoustique localisée de rayonnement monopolaire (voir Figure IV.3 et Annexe 1.2). Cette source acoustique, dimensionnée en fonction des caractéristiques souhaitées et de l'encombrement au-dessus de la veine d'essai à l'aide du logiciel Comsol, a été ensuite qualifiée dans la chambre anéchoïque du DMAE (voir Annexe 2). Cette campagne d'essai préliminaire a permis de vérifier la directivité et les niveaux de pression acoustique générés par cette source, constituée du haut-parleur, du cône de raccord et du plafond de la veine d'essai, à 2 kHz en champ lointain (voir Figure IV.4a) et en champ proche (voir Figure IV.4b).

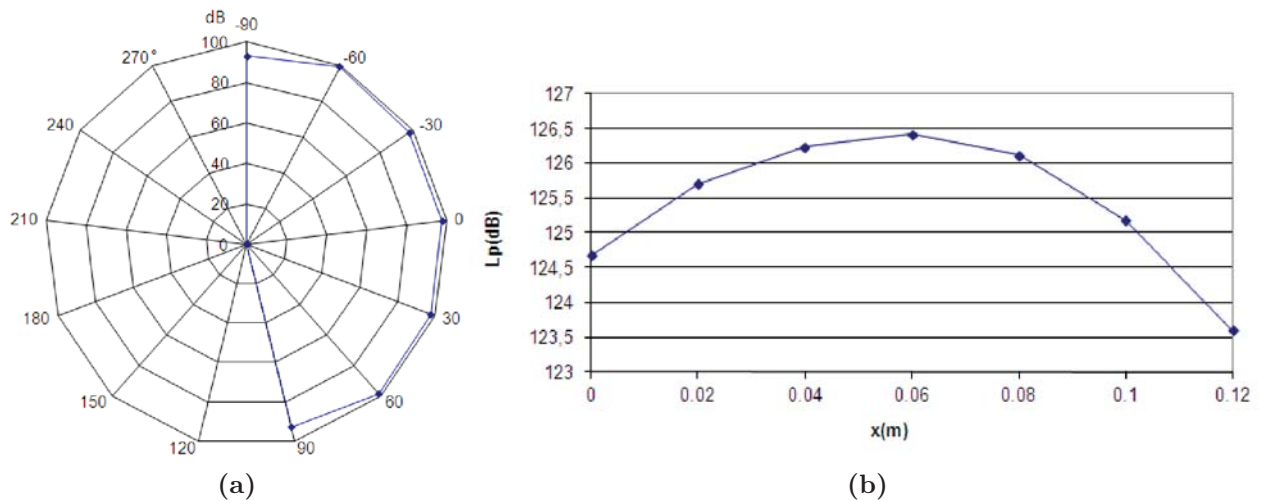


Figure IV.4: Directivité à 1 m (a) et niveaux de pression acoustique (dB) sur une ligne située à 0.05 m de la plaque au niveau de l'orifice (placé au centre du maillage) (b) de la source acoustique développée rayonnant à 2 kHz.

La source acoustique développée a bien un rayonnement proche de celui d'un monopole, et les niveaux de pression acoustique générés sont suffisamment élevés par rapport au bruit de fond de la soufflerie *Juju* dans la gamme de fréquence d'intérêt (voir Figure IV.2).

1.3 Montage en veine

La source acoustique décrite précédemment, ainsi qu'un microphone de référence placé 0.12 m à l'aval de cette source (voir Annexe 1.3), sont fixés au niveau de la portion aval du plafond de la veine d'essai de la soufflerie *Juju*.

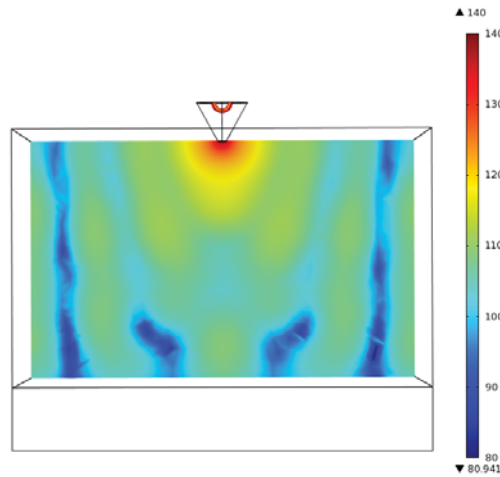


Figure IV.5: Simulation Comsol du champ de pression acoustique (dB) rayonné à 2 kHz par la source acoustique dans la veine d'essai de la soufflerie *Juju* en présence de mousse de mélamine au niveau du plancher.

La veine de la soufflerie utilisée étant de petite taille, les réflexions acoustiques se produisant sur ses parois sont susceptibles de polluer le champ hologramme, affectant la qualité des champs reconstruits (voir la sous-section 3.3 du Chapitre 3). Dans le but de limiter ces réflexions, un bloc de mousse de mélamine de 0.1 m d'épaisseur est fixé à l'aide d'un coffrage au niveau du plancher de la veine d'essai sous la source acoustique (voir Annexe 1.4). Le champ de pression acoustique rayonné à 2 kHz par la source développée dans la veine d'essai en présence de la mousse de mélamine a été simulé sous Comsol Figure IV.5. Ces résultats montrent que le caractère monopolaire de la source acoustique est bien conservé dans la majeure partie de la veine, les effets des réflexions apparaissant seulement près des parois (minima de niveaux de pression acoustique).

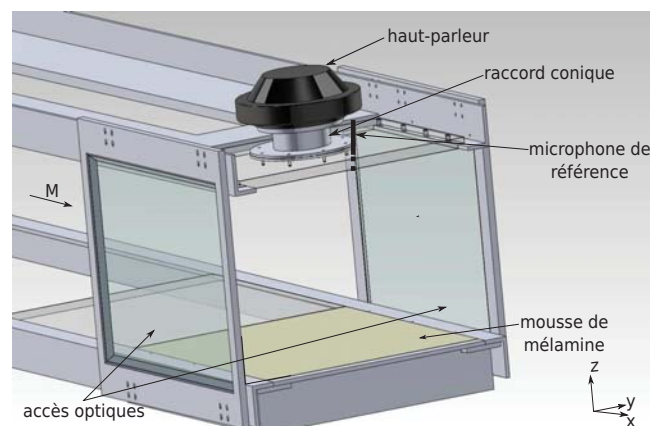


Figure IV.6: Schéma des modifications apportées à la portion aval de la veine d'essai de la soufflerie *Juju*.

Les parois latérales de la veine d'essai situées au niveau de la source acoustique, initialement en plexiglass, ont également été remplacées par des hublots de verre blanc de manière

à permettre les mesures LDV sous la source (voir Annexe 1.5). Au final, la portion aval de la veine d'essai de la soufflerie *Juju* a été entièrement modifiée pour la campagne de validation de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme (voir Figure IV.6).

La qualité optique du hublot situé du côté de l'émission du vélocimètre laser Doppler (droite sens pilote) s'étant avérée insuffisante, ce hublot a été remplacé par une plaque de bois évidée et bisautée de manière à permettre le passage des faisceaux laser dans la zone de mesure (voir Figure IV.7). Le fonctionnement de la soufflerie *Juju* avec une veine d'essai partiellement ouverte est possible grâce à la chambre d'expérience étanche qui entoure la veine d'essai.

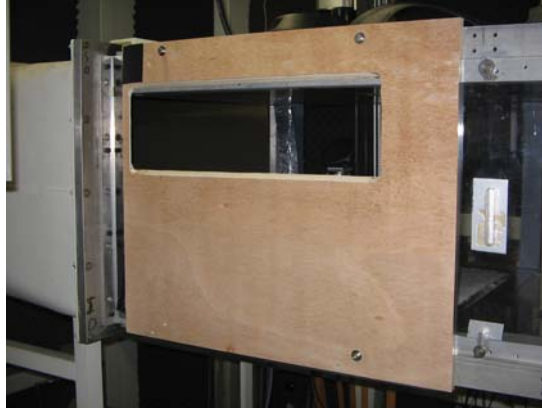


Figure IV.7: Modification du hublot situé du côté de l'émission du vélocimètre (droite sens pilote).

La mesure par le microphone de référence du spectre acoustique généré par la source élaborée à 2 kHz dans la veine d'essai modifiée avec et sans écoulement confirme l'émergence nette de la source acoustique par rapport au bruit de fond de la soufflerie *Juju* (voir Figure IV.8).

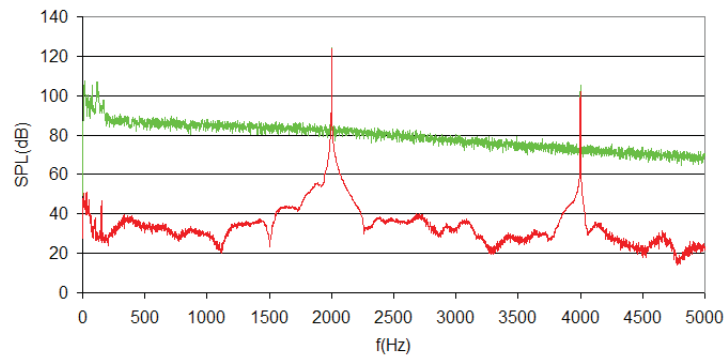


Figure IV.8: Spectres de pression acoustique (dB) mesurés par le microphone de référence dans la veine d'essai pour une excitation sinusoïdale à 2 kHz : $M = 0$ et $M = 0.22$.

1.4 Vélocimètre laser Doppler

La Vélocimétrie Laser Doppler ou LDV (voir sous-section 2.2.2 du Chapitre 1) est utilisée pour acquérir des champs de vitesse de manière non-intrusive au niveau de la source acoustique dans la veine d'essai de la soufflerie *Juju*. Le vélocimètre laser Doppler développé pour effectuer ces mesures est un vélocimètre à franges mono-composante utilisant la méthode des deux faisceaux (voir Figure I.32) et monté en diffusion avant (optiques d'émission et de réception placées de part et d'autre de la zone de mesure).

L'optique d'émission de ce vélocimètre est une optique DISA 9055 (ancêtre de DANTEC) modifiée pour être utilisée en mono-composante avec le laser vert SLIM 532 d'OXXIUS de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm et de puissance 300 mW (voir Figure IV.9). Cette optique d'émission permet la création d'un volume de mesure ~ 180 μ m de diamètre dans la veine d'essai (voir Annexe 1.6).

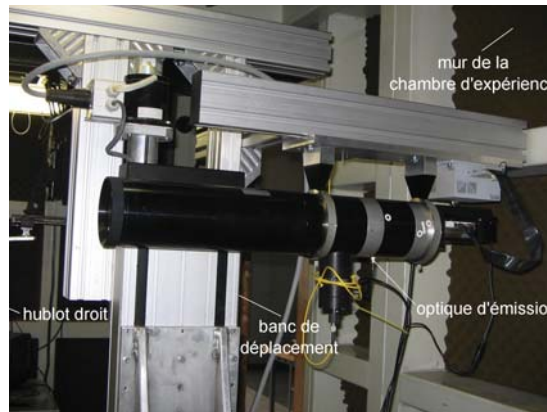


Figure IV.9: Optique d'émission du vélocimètre laser Doppler développé pour la campagne de validation.

Pour des raisons d'encombrement, l'optique de réception DANTEC 55X du vélocimètre développé, composée principalement d'une lentille convergente de focale 0.8 m et de 0.09 m d'ouverture, est placée en position verticale. Un miroir d'opticien (la face réfléchissante est placée en face avant) de qualité de surface $\sim 2\lambda/\text{cm}$ est alors utilisé pour renvoyer l'intensité lumineuse émise par le passage des particules dans le volume de mesure vers cette optique (voir Figure IV.10 et Annexe 1.6).

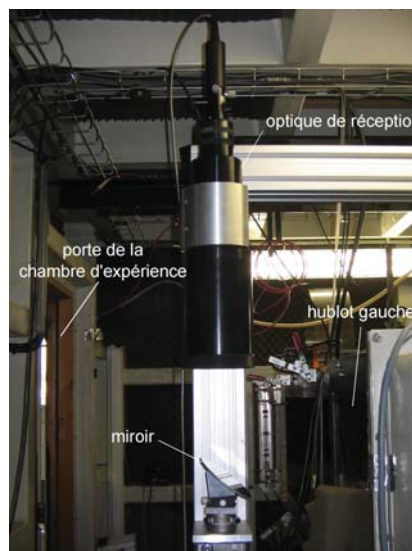


Figure IV.10: Optique de réception du vélocimètre laser Doppler développé pour la campagne de validation.

Ces optiques d'émission et de réception sont montées sur un banc de déplacement tridimensionnel de précision de positionnement de 300 μ m piloté par un ordinateur, et permettant au volume de mesure de parcourir l'ensemble de la zone de mesure dans la veine d'essai (voir Figure IV.11).

Les conditions atmosphériques (notamment les variations de température) influant sur les réglages des faisceaux émis par l'optique d'émission, l'ajustement du vélocimètre doit être vérifié

avant chaque campagne de mesure (voir Annexe 1).

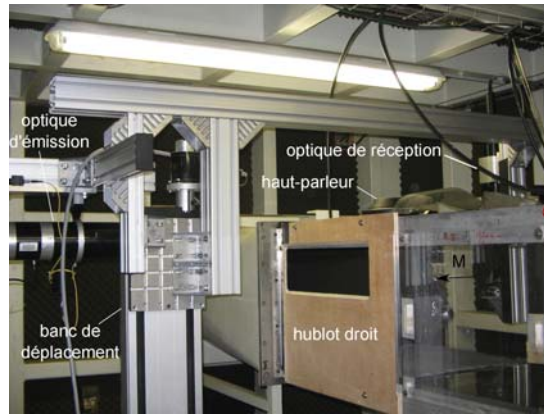


Figure IV.11: Montage du vélocimètre laser Doppler développé sur le banc de déplacement.

1.5 Ensemencement

Afin de pouvoir réaliser des mesures de vitesse avec le vélocimètre laser Doppler développé, l'écoulement généré dans la veine d'essai de la soufflerie *Juju* par la mise en marche du ventilateur doit être ensemencé.

Pour cela, une partie de la chambre de tranquillisation de la soufflerie a également été modifiée (voir Figure IV.12). En effet, une des portes latérale de la chambre de tranquillisation a été remplacée par une porte de même dimension comportant une fente qui permet de placer une canne d'ensemencement en L à la hauteur souhaitée (voir Annexe 1.8). Cette canne peut également coulisser de manière à parcourir la largeur de la chambre de tranquillisation. Elle est alimentée par un générateur d'aérosol ATM 210 de TOPAS produisant des gouttelettes de DEHS (CAS 122 – 62 – 3) de $\sim 0.3 \mu\text{m}$ de diamètre.



Figure IV.12: Dispositif d'ensemencement ajouté au niveau de la chambre de tranquillisation de la soufflerie *Juju*.

1.6 Système d'acquisition

Après la définition, la réalisation et le montage du dispositif expérimental décrit ci-dessus, la chaîne d'acquisition nécessaire aux mesures est installée.

Tout d'abord, le logiciel Pulse de B&K est utilisé pour commander la mise en marche du générateur 1405 de B&K, assurant l'émission d'un signal acoustique sinusoïdal à 2 kHz au niveau du haut-parleur. Le logiciel Flowsizer de TSI est ensuite utilisé pour à la fois commander le banc de déplacement, lancer et enregistrer la mesure, et visualiser en temps réel les cadences d'acquisition. A chaque point de mesure, le signal du générateur, du microphone de référence préalablement conditionné, et de l'optique de réception amplifié sont acquis simultanément par un processeur de signaux FSA 4000 de TSI (voir Annexe 1.8). Ces données sont acquises aléatoirement pour ~ 600000 particules avec un taux d'échantillonnage de 20 kHz minimum par le FSA, ce qui correspond à ~ 20 s de temps de mesure pour un point de maillage (déplacement compris). Les données correspondant à l'ensemble des particules ayant traversé le volume de mesure au point de maillage considéré sont alors enregistrées sur l'ordinateur. Les principales composantes du dispositif d'acquisition décrit ci-dessus sont présentées Figure IV.13.



Figure IV.13: Dispositif d'acquisition utilisé pour la campagne de validation.

2 Post-traitement des mesures laser

Cette section décrit la procédure de post-traitement utilisée pour la campagne de validation de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme. Cette procédure s'appuie sur l'utilisation du logiciel ASSA [233] pour l'extraction des composantes de vitesse moyennes et fluctuantes des données acquises par LDV, et d'une technique dite de rejet de la turbulence [149] pour l'extraction de la vitesse acoustique.

2.1 Extraction des vitesses moyennes et fluctuantes

Les données acquises lors des mesures LDV sont post-traitées avec le logiciel ASSA (Analyse Statistique de Signaux à échantillonnage Aléatoire) développé à l'ONERA par Micheli *et al.* [234] depuis 1994.

Ce logiciel permet d'obtenir les statistiques de chaque point de mesure (population, cadence, moyenne...), à partir des fichiers d'acquisition et du fichier d'étalonnage du vélocimètre laser Doppler utilisé. Le fichier d'étalonnage contient notamment la valeur de l'interfrange et la matrice de passage associées au vélocimètre utilisé, obtenus à partir de la mesure des angles de chaque faisceau laser (voir Annexe 3.2). L'interfrange permet de déduire du signal Doppler

la composante de vitesse u_{LDV_l} perpendiculaire aux franges créées à l'intersection des deux faisceaux laser :

$$u_{LDV_l}(\mathbf{r}, t) = I(f - f_B) \cdot x_l \quad (\text{IV.1})$$

où I est l'interfrange, f la fréquence du signal Doppler, f_B celle de la cellule de Bragg, et x_l la normale unitaire aux franges. La matrice de passage permet quand à elle de projeter les vitesses mesurées dans le repère lié aux faisceaux laser u_{LDV_l} dans le repère de la soufflerie :

$$u_{LDV}(\mathbf{r}, t) = m_{11} u_{LDV_l}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{IV.2})$$

où m_{11} correspond à la matrice de passage (matrice $(1, 1)$ dans le cas d'un vélocimètre mono-composante). Cette vitesse mesurée par LDV peut être décomposée en une partie moyenne U et fluctuante \tilde{u} :

$$u_{LDV}(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r}) + \tilde{u}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{IV.3})$$

La vitesse moyenne en un point de mesure dans le repère de la soufflerie est déterminée à partir de la vitesse acquise pour les N particules recensées en ce point :

$$U = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_{i_{LDV}} \quad (\text{IV.4})$$

Cette vitesse correspond à la vitesse moyenne de l'écoulement, la vitesse fluctuante associée correspondant alors simplement à la soustraction de cette vitesse moyenne à la vitesse mesurée par LDV.

2.2 Extraction de la vitesse acoustique

La vitesse fluctuante extraite des mesures LDV peut être décomposée de la manière suivante :

$$\tilde{u}(\mathbf{r}, t) = u(\mathbf{r}, t) + u'(\mathbf{r}, t) + b(\mathbf{r}, t) \quad (\text{IV.5})$$

où u est la vitesse acoustique, u' la fluctuation de vitesse turbulente, et b est le bruit généré par le système de mesure. Une technique de post-traitement spécifique, adaptée à des signaux acquis de manière aléatoire et mentionnée dans la sous-section 2.2.2.c du Chapitre 1, est alors utilisée pour extraire la vitesse acoustique de la fluctuation de vitesse obtenue par LDV (reconstruction par interpolation linéaire associée à la méthode interspectrale [149]).

Cette technique est basée sur l'hypothèse que les phénomènes acoustiques sont totalement décorrélés des phénomènes turbulents et du bruit de mesure, et s'inspire de la technique de rejet de la turbulence développée par Chung *et al.* [235]. Elle consiste à utiliser un signal de référence : la vitesse acoustique est alors la composante de la fluctuation de vitesse mesurée par LDV qui est corrélée avec ce signal de référence. Dans le domaine fréquentiel, on a :

$$u(\mathbf{r}, \omega) = |u| e^{i\varphi_u} \quad (\text{IV.6})$$

avec

$$|u| = \frac{|I_{LDV/ref}|}{\sqrt{A_{ref}}} \quad (\text{IV.7})$$

$$\varphi_u = \arctan \left(\frac{\text{Im}[I_{LDV/ref}]}{\text{Re}[I_{LDV/ref}]} \right) \quad (\text{IV.8})$$

où $|u|$ et φ_u correspondent respectivement au module et à la phase de la vitesse acoustique, $I_{LDV/ref}$ à l'interspectre entre la fluctuation de vitesse mesurée par LDV et le signal de référence, A_{ref} à l'autospectre du signal de référence, et Im et Re désignent les parties réelles et imaginaires des spectres complexes. Afin de pouvoir calculer les spectres nécessaires à l'extraction de la vitesse acoustique, le signal LDV échantillonné aléatoirement dans le temps doit être interpolé puis ré-échantillonné à pas constant. Pour cela un interpolateur linéaire est appliqué aux signaux obtenus par LDV (voir Figure IV.14). Cette interpolation linéaire introduit toutefois un filtrage passe-bas du signal à la fréquence d'échantillonnage sur 2π . Un signal synthétique, de même base aléatoire que le signal LDV d'origine, est alors utilisé pour déterminer les facteurs correctifs par bande de fréquence à appliquer au signal ré-échantillonné (voir Figure IV.15). Un algorithme de Welch est ensuite utilisé pour calculer les autospectres et interspectres nécessaires à l'extraction de la vitesse acoustique à partir des signaux ré-échantillonnés et corrigés.

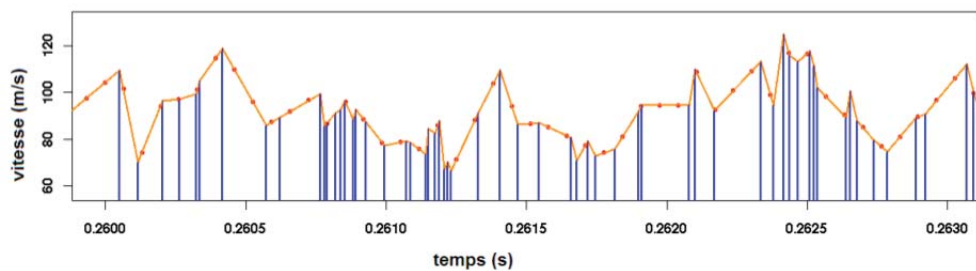


Figure IV.14: Interpolation linéaire et ré-échantillonnage à pas constant du signal aléatoire obtenu par LDV (Lavielle 2008 [149]).

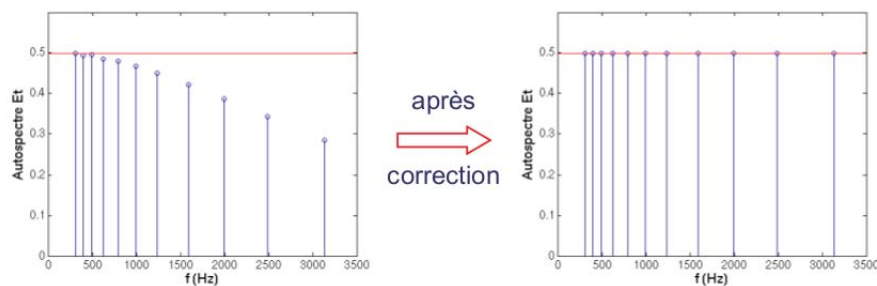


Figure IV.15: Autospectre du signal synthétique ré-échantillonné avec et sans correction (Lavielle 2008 [149]).

2.3 Incertitudes de mesure sur la vitesse acoustique

Des incertitudes d'origine diverses sont susceptibles d'affecter la précision de la vitesse acoustique extraite des mesures LDV par la méthode présentée précédemment.

Le premier type d'incertitude est lié au bruitage du signal par la chaîne de mesure et les fluctuations de vitesse turbulentes. Ces incertitudes se répercutent sur le calcul des spectres nécessaires à l'obtention de la vitesse acoustique. Un second type d'incertitude est lié à l'étalement (estimation de l'interfrange, de la matrice de passage). Une méthode d'évaluation des incertitudes type, utilisant les dérivées partielles du mesurande par rapport à chacune de ses variables, peut être alors appliquée pour déterminer l'incertitude globale sur l'amplitude de la vitesse acoustique à partir de l'écart-type de la vitesse turbulente et du bruit de mesure (Lavielle 2008 [149]) :

$$\sigma_u = 2.9 \cdot 10^{-3} \sqrt{\sigma_{u'}^2 + \sigma_b^2} + 10^{-3} \text{ m/s} \quad (\text{IV.9})$$

On remarque que cette incertitude est linéaire par rapport au bruit de mesure, l'influence de l'incertitude liée à la procédure d'étalonnage (second membre) étant faible devant celle causée par les fluctuations de vitesse turbulentes. De la même manière, on peut obtenir une incertitude sur la phase de la vitesse acoustique extraite des mesures LDV :

$$\delta\varphi = 3.9\sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_b^2} + 1.7 \cdot 10^{-3} \text{ °} \quad (\text{IV.10})$$

3 Caractérisation d'une source acoustique en soufflerie

Cette section décrit la campagne de validation de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme. Cette campagne utilise le dispositif expérimental et la procédure de post-traitement présentés dans les sections précédentes. Les mesures LDV et microphonique menées au niveau de la source acoustique dans la veine d'essai de la soufflerie *Juju* sont exploitées dans le but de caractériser à la fois l'écoulement et la source acoustique développée.

Dans l'ensemble de cette section, l'origine du repère lié à la soufflerie est placé au centre de l'orifice de la source acoustique, au niveau du plafond de la veine d'essai de la soufflerie *Juju* (voir Figure IV.16).

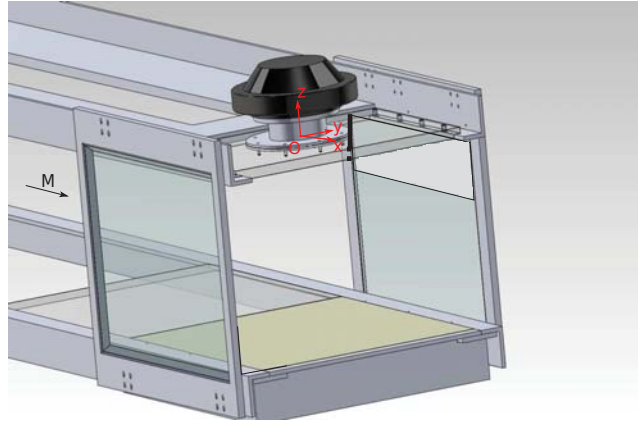


Figure IV.16: Définition du repère lié à la soufflerie *Juju*.

3.1 Caractérisation de l'écoulement

Une première série de mesures est effectuée dans le but de caractériser l'écoulement moyen dans la zone de mesure, c'est-à-dire dans la partie supérieure de la veine d'essai de la soufflerie *Juju* située sous la source acoustique.

Pour cela, l'optique d'émission du vélocimètre développé est orientée de manière à mesurer la composante de vitesse suivant la direction de l'écoulement x . Ces mesures sont effectuées dans les plans horizontal $z = -0.05 \text{ m}$ et vertical $y = -0.015 \text{ m}$ situés sous la source acoustique pour un nombre de Mach de fonctionnement $M = 0.22$ (voir Figure IV.17). Le maillage utilisé pour les mesures dans le plan horizontal est celui de la grille de mesure déterminé lors des simulations (voir le Tableau III.2 du Chapitre 3), alors que celui utilisé pour le plan vertical a les mêmes caractéristiques suivant x mais comporte seulement 8 points espacés de 0.01 m suivant z . Les champs de vitesse moyenne de l'écoulement $\mathbf{U} = U\mathbf{x}$ correspondant sont alors obtenus après post-traitement de ces mesures (voir Figure IV.18). Ces champs montrent la présence d'un déficit de vitesse de faible amplitude suivant x au centre de la veine. Une campagne

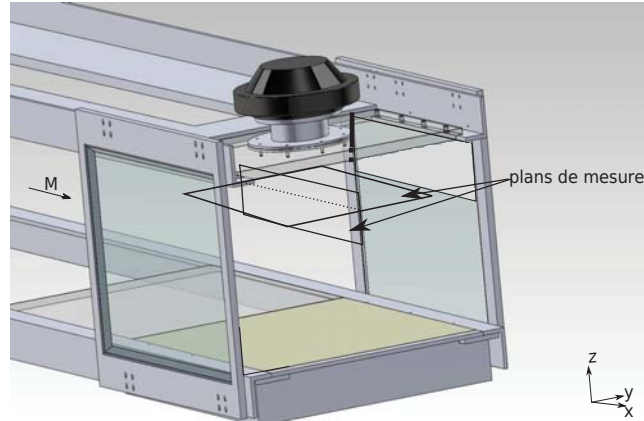


Figure IV.17: Plans de mesure horizontal $z = -0.05$ m et vertical $y = -0.015$ m.

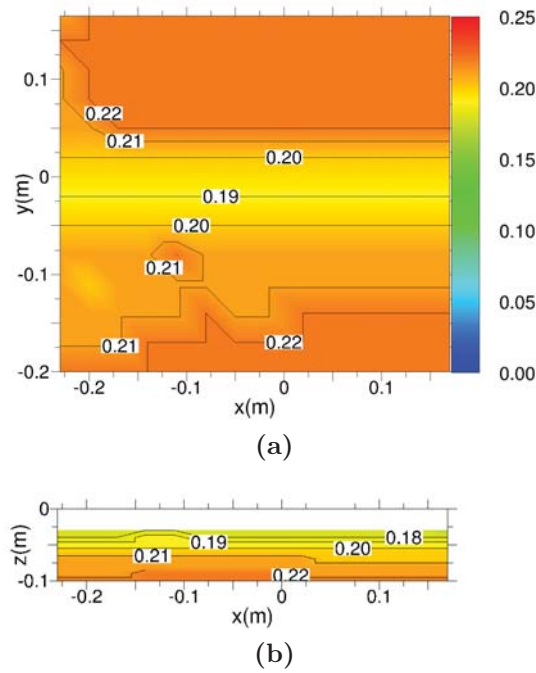


Figure IV.18: Nombre de Mach de l'écoulement moyen dans les plans horizontal $z = -0.05$ m (a) et vertical $y = -0.015$ m (b).

de mesure spécifique a permis de déterminer que ce déficit de vitesse est dû à un tourbillon, présent en fin de veine et issu de la contribution de différentes irrégularités présentes au niveau du plafond de la veine d'essai. On peut également constater que le hublot évidé, situé du côté des y positifs, ne semble pas engendrer de perturbation majeure de l'écoulement. L'écoulement peut donc être considéré comme uniforme dans le plan horizontal avec une incertitude de 13 % par rapport au nombre de Mach nominal. Les profils de couche limite correspondant à ces mesures dans la zone "saine" de l'écoulement et au niveau du tourbillon sont présentés Figure IV.19. L'écoulement situé dans cette portion de veine d'essai présente donc une couche limite de $\sim [0.04 : 0.1]$ m d'épaisseur selon que l'on se situe dans la zone "saine" de l'écoulement ou au niveau du tourbillon.

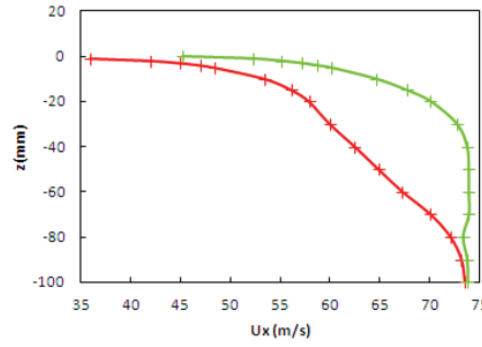


Figure IV.19: Profils de couche limite mesurés dans la zone "saine" en $(x, y) = (-0.015; 0.195)$ m et au niveau du tourbillon en $(x, y) = (-0.015; -0.015)$ m.

3.2 Caractérisation de la source acoustique

3.2.1 Champs de vitesse acoustique mesurés

Une seconde série de mesures est effectuée dans différents plans horizontaux, permettant à la fois d'alimenter le code de caractérisation holographique développé au chapitre précédent en terme de champs hologrammes et de vérifier les champs acoustiques reconstruits et propagés.

Pour cela, l'orientation de l'optique d'émission du vélocimètre développé est modifiée afin de pouvoir mesurer la composante de vitesse normale au plan de mesure z . Ces mesures sont effectuées dans les plans horizontaux $z = -0.03$ m, $z = -0.05$ m et $z = -0.1$ m pour le même nombre de Mach de fonctionnement $M = 0.22$ (voir Figure IV.20). Pour des raisons pratiques liées à l'ensemencement et au passage des faisceaux, aucune mesure n'est effectuée dans le plan source qui correspond au plafond de la veine d'essai. Le maillage utilisé pour l'ensemble de ces mesures est celui de la grille de mesure déterminé lors des simulations (voir le Tableau III.2 du Chapitre 3).

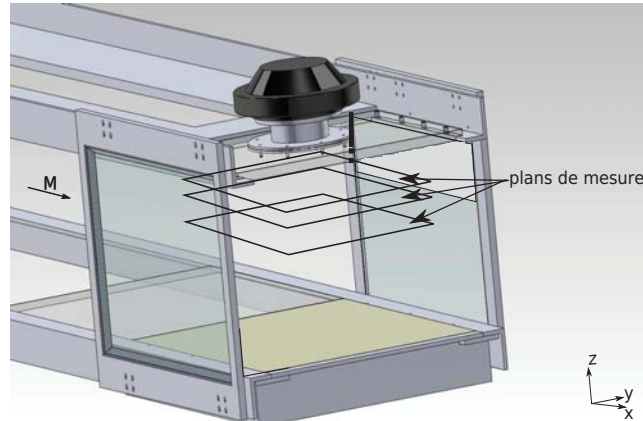


Figure IV.20: Plans de mesure horizontaux $z = -0.03$ m, $z = -0.05$ m et $z = -0.1$ m.

Les champs de vitesse acoustique normale u_z extraits des mesures LDV dans ces trois plans horizontaux en utilisant le signal du microphone comme référence sont présentés Figure IV.21, les niveaux de vitesse acoustique en dB étant calculés pour une vitesse de référence de 5×10^{-8} m/s. Ces champs de vitesse acoustique normale peuvent également être extraits des mesures LDV en utilisant le signal du haut-parleur comme référence (voir Figure IV.22). Comme attendu, la cohérence entre le signal du microphone de référence et celui du haut-parleur étant bonne, les champs de vitesse acoustique normale obtenus par corrélation avec ces deux signaux sont quasiment identiques. La source acoustique placée au niveau du plafond de la

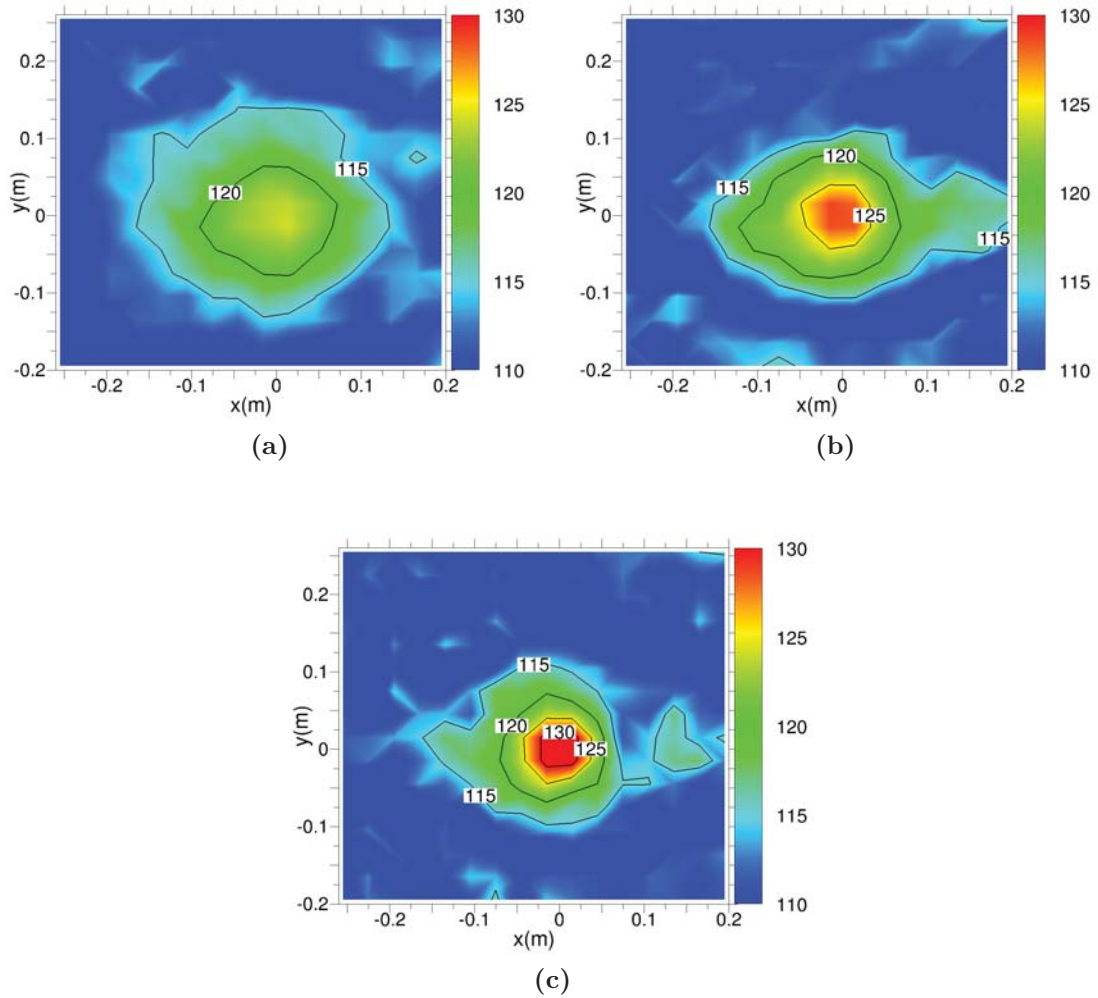


Figure IV.21: Champs de vitesse acoustique normale u_z extraits des mesures LDV par corrélation avec le signal du microphone de référence (dB) : dans les plans $z = -0.1$ m (a), $z = -0.05$ m (b) et $z = -0.03$ m (c).

veine d'essai est bien visible en $(x, y) = (0; 0)$ sur ces six champs de vitesse acoustique normale, et son rayonnement semble bien être de type monopolaire avec de légers effets de convection suivant x . Le signal source étant indisponible lors de l'étude de sources aéroacoustiques réelles, on utilisera par la suite les champs de vitesse acoustique obtenus par corrélation avec le signal du microphone de référence.

La méthode de calcul d'incertitudes globale, présentée dans la section précédente 2.3, peut être alors utilisée pour estimer la précision de ces champs de vitesse acoustique. À la vitesse de fonctionnement de la soufflerie, en considérant un taux de turbulence de 0.05 % et un bruit de mesure de 1 m/s, l'incertitude sur l'amplitude de la vitesse acoustique extraite des mesures LDV est de ~ 0.004 m/s, ce qui correspond à 100 dB, seuil au-dessous duquel la mesure n'est plus fiable. La source acoustique étudiée générant des niveaux de vitesse acoustique supérieurs à 120 dB dans les plans de mesure (voir Figures IV.21 et IV.22), nous sommes ici dans une configuration favorable. De plus, l'incertitude sur la phase de la vitesse acoustique extraite des mesures LDV est de $\sim 4^\circ$, ce qui inférieure aux déphasages aléatoires de 20° testés dans la sous-section 3.1 du Chapitre 3, qui permettaient tout de même une bonne caractérisation de la source acoustique étudiée.

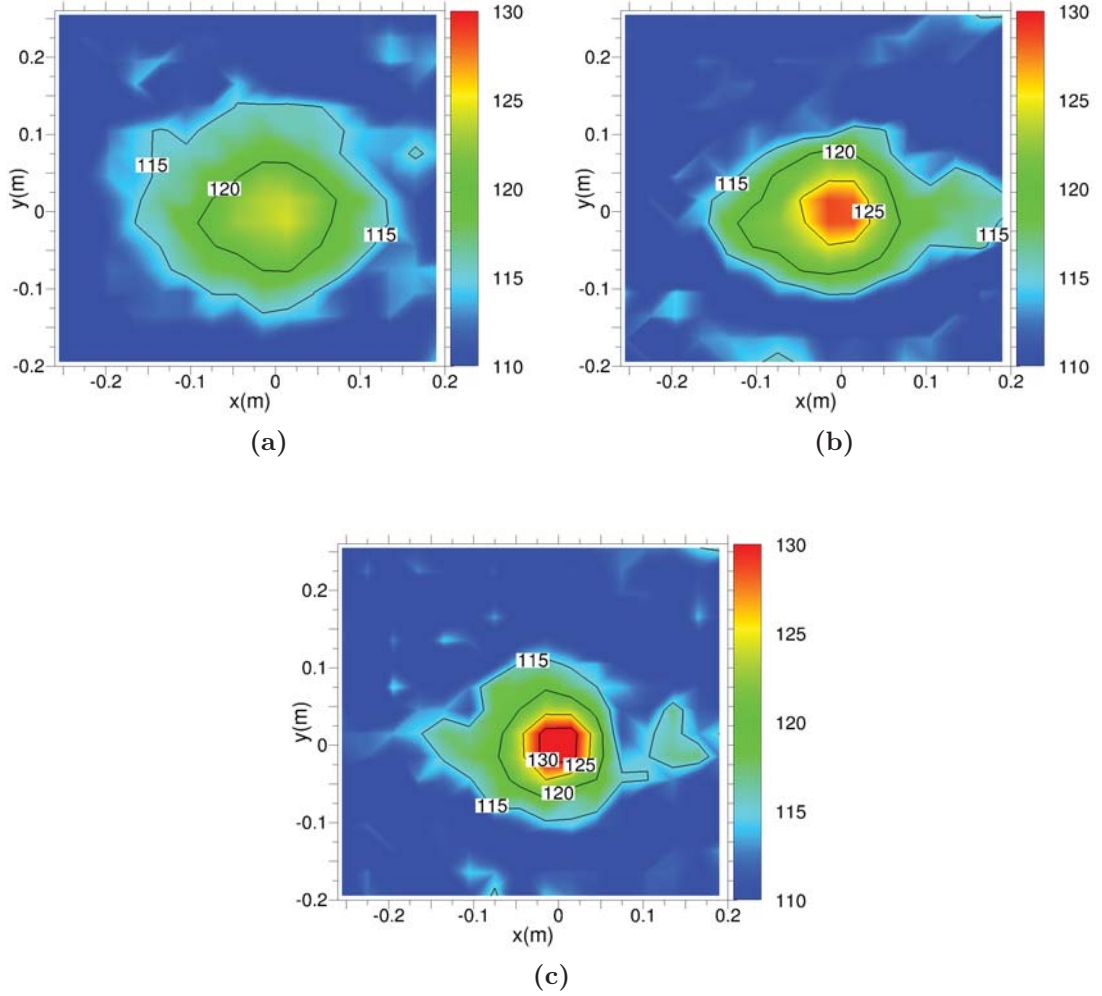


Figure IV.22: Champs de vitesse acoustique normale u_z extraits des mesures LDV par corrélation avec le signal du haut-parleur (dB) : dans les plans $z = -0.1$ m (a), $z = -0.05$ m (b) et $z = -0.03$ m (c).

Dans le but de valider les procédures de reconstruction et de propagation holographique de type vitesse-pression, ces champs de vitesse acoustique normale extraits des mesures LDV sont également transformés en champs de pression acoustique dans le même plan, en utilisant le propagateur vitesse-pression convecté réel pour la propagation (II.76) (voir Figure IV.23) :

$$u_z(\mathbf{r}, \omega) \xrightarrow[\text{transformation}]{G_{up\beta}(\mathbf{r}|\mathbf{r}, \omega)} p(\mathbf{r}, \omega)$$

La précision de cette transformation est évaluée Figure IV.24 dans le cas de la transformation du champ de vitesse acoustique normale théorique rayonné à 2 kHz par une source monopolaire convectée située à l'origine du repère. Le champ de pression acoustique théorique est quasiment identique à celui obtenu par transformation du champ de vitesse acoustique théorique dans le même plan, seule une légère sous-estimation de l'ordre de 0.5 dB est observée au niveau de la source (voir Figure IV.24c).

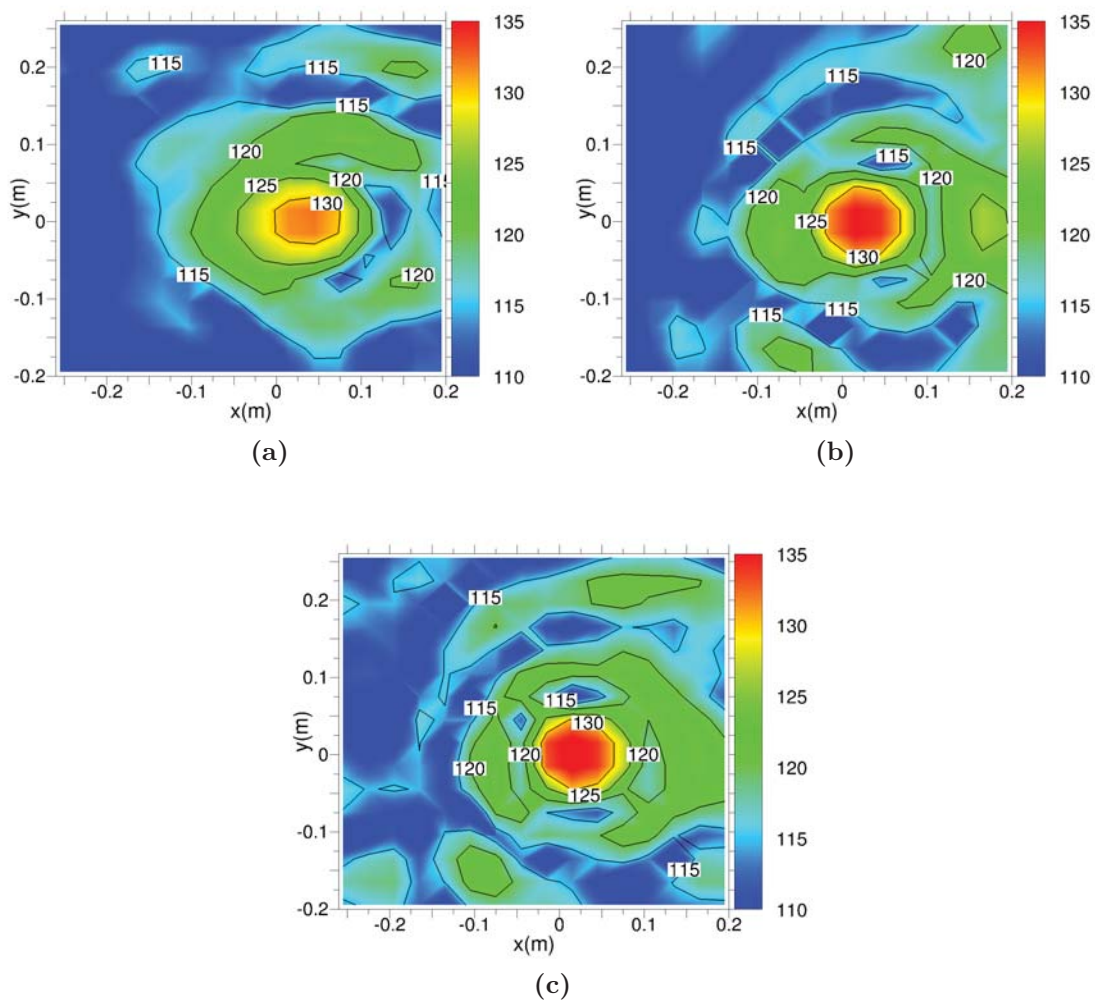


Figure IV.23: Champs de pression acoustique transformés à partir des champs de vitesse acoustique normale extraits des mesures LDV par le propagateur vitesse-pression convecté réel (dB) : dans les plans $z = -0.1$ m (a), $z = -0.05$ m (b) et $z = -0.03$ m (c).

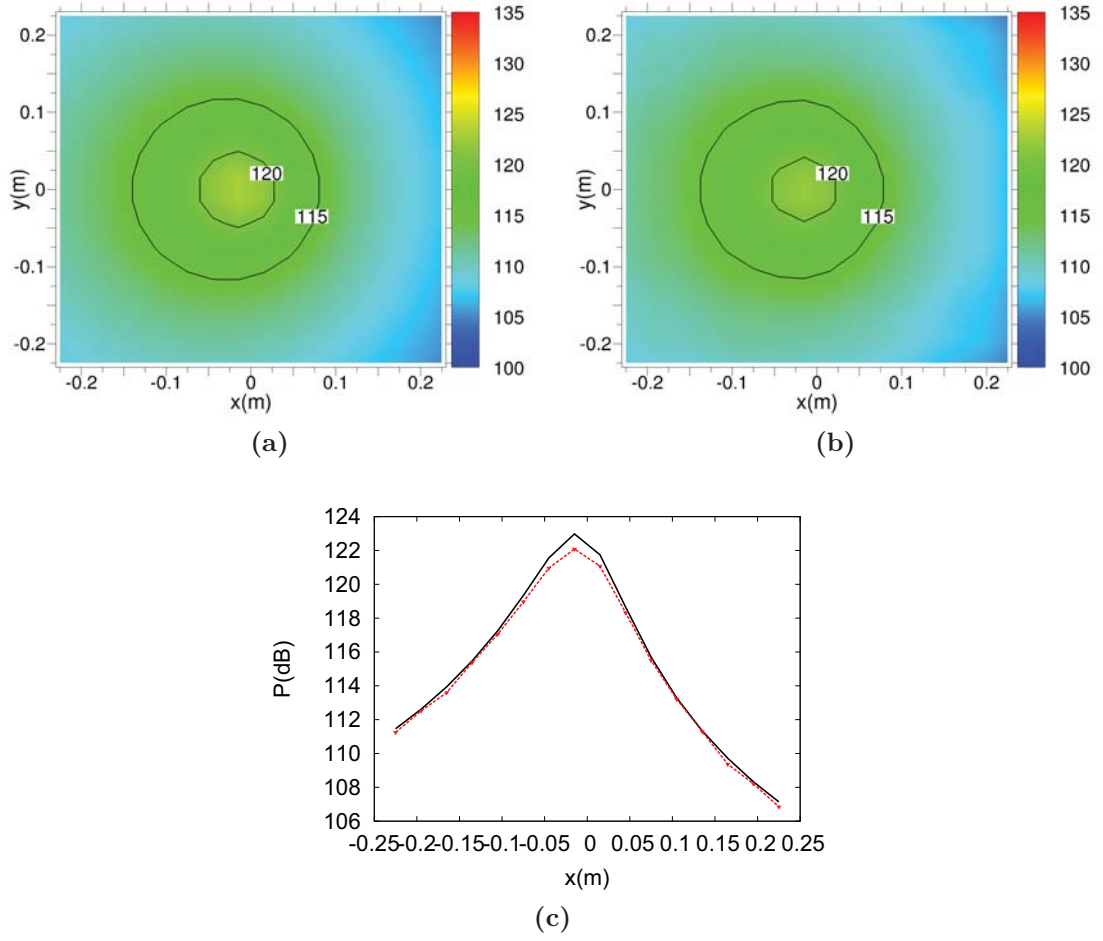


Figure IV.24: Champs de pression acoustique (dB) théorique (a) et transformé (b) dans le plan $z = -0.05$ m à partir de la vitesse acoustique normale théorique par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$. (c) Champs de pression acoustique suivant x (dB) théorique (trait plein) et transformé (pointillés) dans le plan $z = -0.05$ m en $y = -0.015$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel pour une source monopolaire située en $\mathbf{r}_s = 0$ et rayonnant à 2 kHz au sein d'un écoulement uniforme à $M_x = 0.25$.

3.2.2 Reconstruction vers le plan source

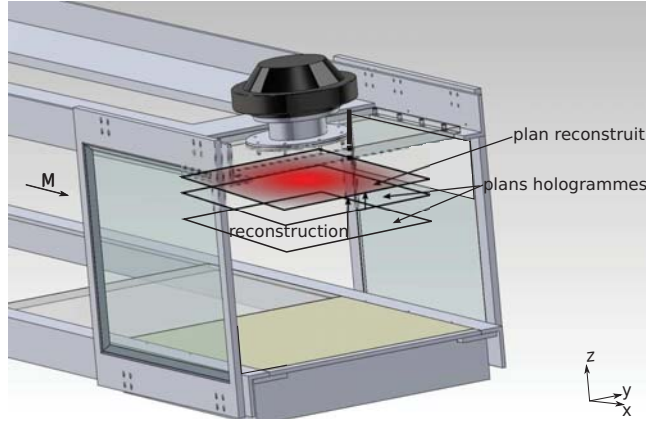


Figure IV.25: Schéma décrivant la reconstruction holographique vers le plan $z_r = -0.03$ m à partir des champs de vitesse acoustique normale extraits en $z = -0.05$ m et en $z = -0.1$ m.

Dans cette sous-section, les champs de vitesse acoustique normale extraits des mesures LDV en $z = -0.05$ m et $z = -0.1$ m sont utilisés en entrée du code de caractérisation holographique pour reconstruire le champ acoustique (pression ou vitesse) près de la source en $z_r = -0.03$ m (voir Figure IV.25). Les champs acoustiques reconstruits en $z_r = -0.03$ m sont ensuite comparés au champ acoustique extrait ou transformé à partir des mesures LDV dans le même plan :

$$\begin{array}{ccc}
 u_z(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow[\text{reconstruction}]{G_{up\beta}(\mathbf{r}_h|\mathbf{r}_r, \omega)} & \boxed{p(\mathbf{r}_r, \omega)} & u_z(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow[\text{reconstruction}]{G_{uu\beta}(\mathbf{r}_h|\mathbf{r}_r, \omega)} \boxed{u_z(\mathbf{r}_r, \omega)} \\
 u_z(\mathbf{r}_r, \omega) \xrightarrow[\text{transformation}]{G_{up\beta}(\mathbf{r}_r|\mathbf{r}_r, \omega)} & \boxed{p(\mathbf{r}_r, \omega)} & \boxed{u_z(\mathbf{r}_r, \omega)}
 \end{array}$$

3.2.2.a Plan hologramme $z_h = -0.05$ m

Tout d'abord le champ de vitesse acoustique normale extrait des mesures en $z = -0.05$ m est utilisé comme plan hologramme z_h .

Les propagateurs vitesse-pression convectés réel (II.84) et spectral (II.56) sont alors utilisés pour reconstruire le champ de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (voir Figures IV.26b et IV.26c). Comme recommandé dans le chapitre précédent, un filtre spectral convecté est utilisé comme procédure de régularisation lors de l'utilisation du propagateur spectral (voir la sous-section 2.2.1.a du Chapitre 3), et le gradient de vitesse acoustique normale suivant x est approché par différences finies lors de l'utilisation du propagateur réel (voir la sous-section 3.2 du chapitre 3). Dans le but de valider cette reconstruction holographique, ces champs de pression acoustique reconstruits sont comparés au champ de pression acoustique obtenu par transformation du champ de vitesse acoustique normale extrait dans le plan $z_r = -0.03$ m (voir Figures IV.26a et IV.26d). La forme et les niveaux du champ de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m sont mieux estimés par le propagateur réel que par le propagateur spectral, cela même en utilisant un filtre spectral convecté comme procédure de régularisation. La position et le niveau de la source acoustique sont toutefois déterminés correctement par les deux types de propagateurs vitesse-pression convectés avec une précision de ~ 1.5 dB. De plus, les niveaux obtenus par transformation des champs de vitesse LDV et reconstruits par les deux types de propagateur en $x = 0.12$ m sont cohérents avec ceux mesurés par le microphone de référence dans le plan source (voir Figure IV.8) : ~ 123 dB. Ces résultats confirment les conclusions du chapitre précédent, à savoir que la transformée de Fourier numérique du propagateur vitesse-

pression convecté réel donne de meilleurs résultats que sa forme analytique dans le cas de la reconstruction.

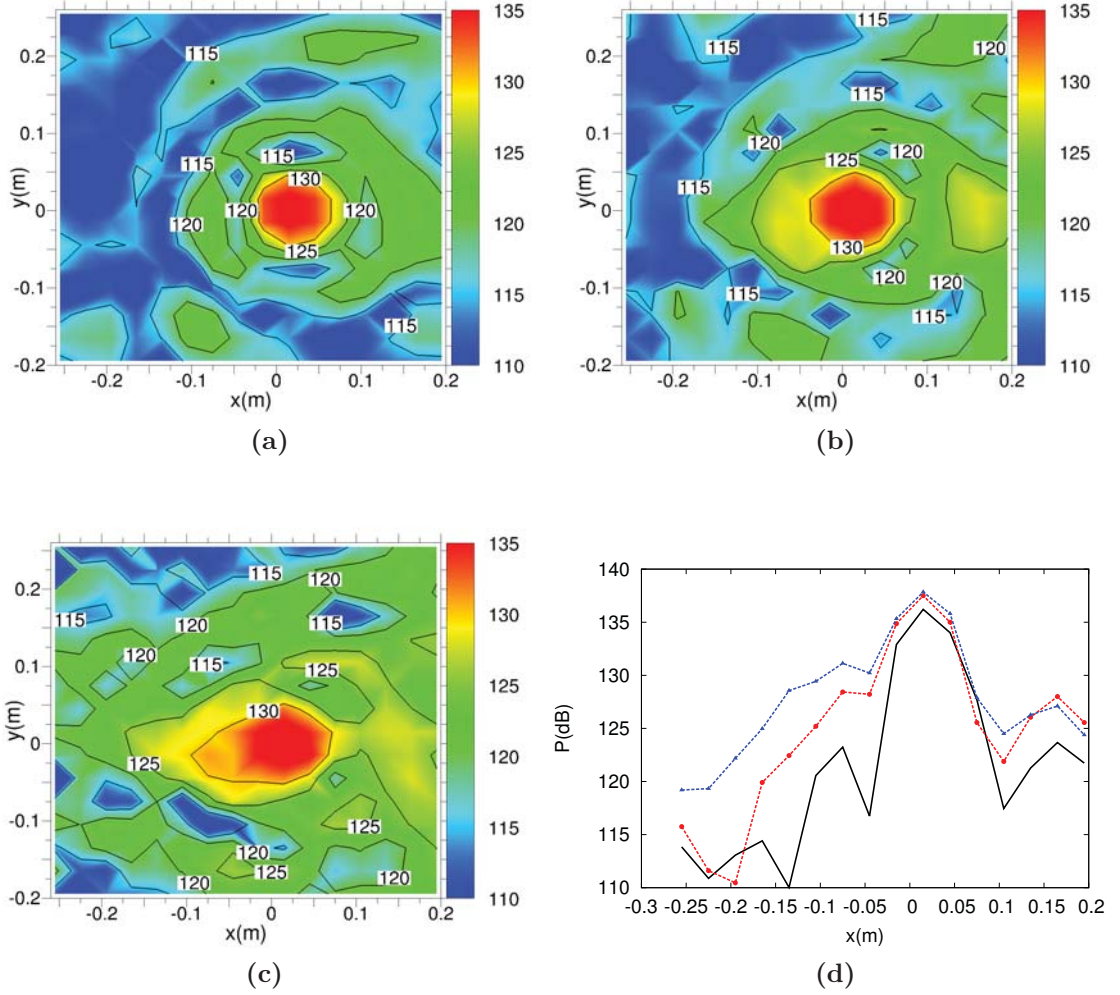


Figure IV.26: Champs de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : (a) transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec les propagateurs vitesse-pression convectés (b) réel et (c) spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré.

Les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel ($1/(\text{II.77})$) et spectral (II.54) sont ensuite utilisés pour reconstruire le champ de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (voir Figures IV.27b et IV.27c). Comme recommandé dans le chapitre précédent, un filtre spectral convecté est utilisé comme procédure de régularisation lors de l'utilisation de ces propagateurs (voir la sous-section 2.2.1.b du Chapitre 3). Ces champs de vitesse acoustique normale reconstruits sont comparés au champ de vitesse acoustique normale extrait des mesures LDV dans le plan $z_r = -0.03$ m (voir Figures IV.27a et IV.27d). Les performances des deux types de propagateur sont semblables dans ce cas, ce qui confirme les résultats obtenus lors des simulations. La précision des champs reconstruits est cependant légèrement inférieure à celle obtenue lors de la reconstruction de la pression acoustique, la position de la source étant estimée avec une erreur de 0.015 m et son niveau sous-estimé de l'ordre de 2.5 dB.

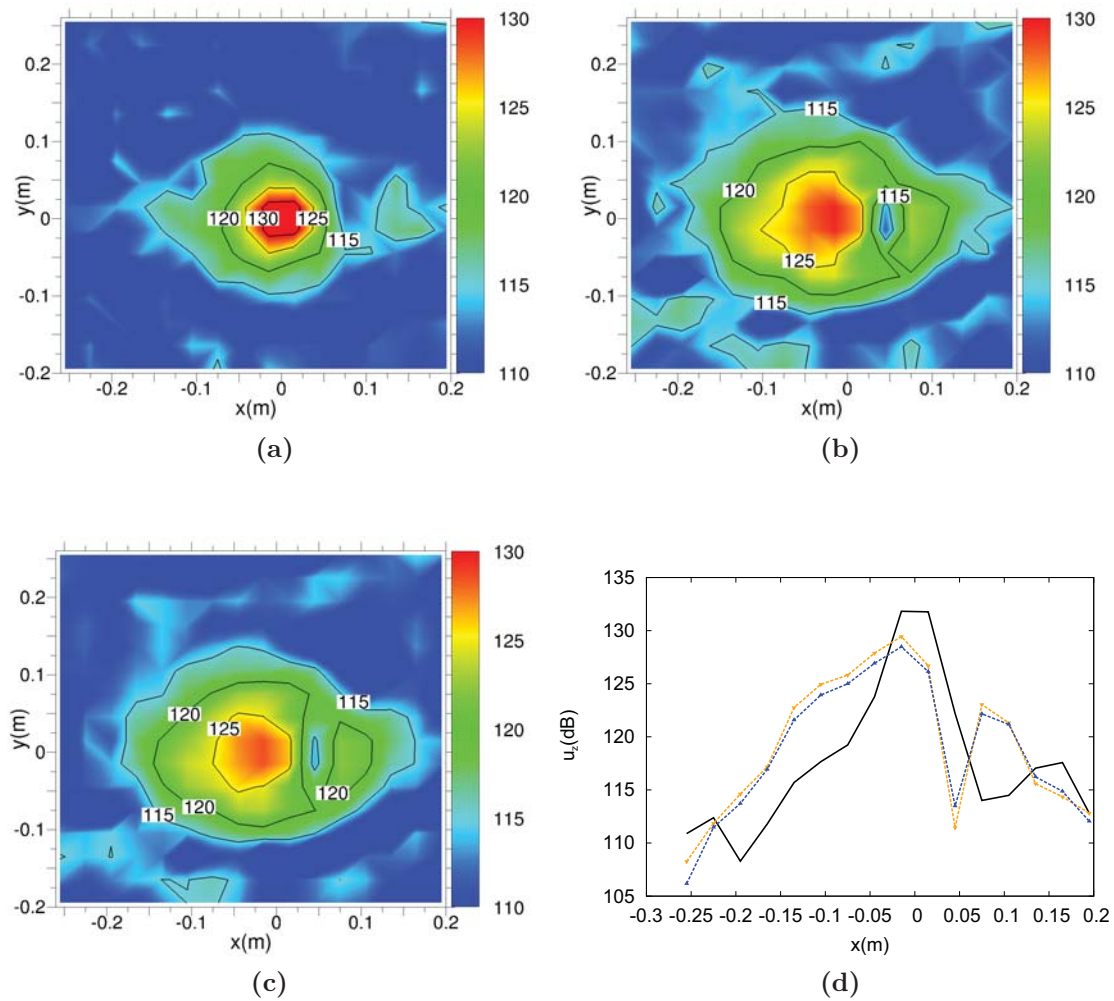


Figure IV.27: Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : (a) extrait, reconstruit avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés (b) réel et (c) spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel filtré et spectral filtré.

Les champs de pression et de vitesse acoustique normale présentés ci-dessus sont ensuite utilisés pour calculer les champs d'intensité acoustique normale correspondants (voir Figure IV.28). Ces résultats montrent que l'intensité acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m est légèrement sous-estimée par la procédure holographique, du fait du cumul des erreurs obtenues sur les champs de pression et de vitesse acoustique normale reconstruits. La source acoustique est toutefois localisée avec une précision ≤ 0.03 m, correspondant au pas du maillage.

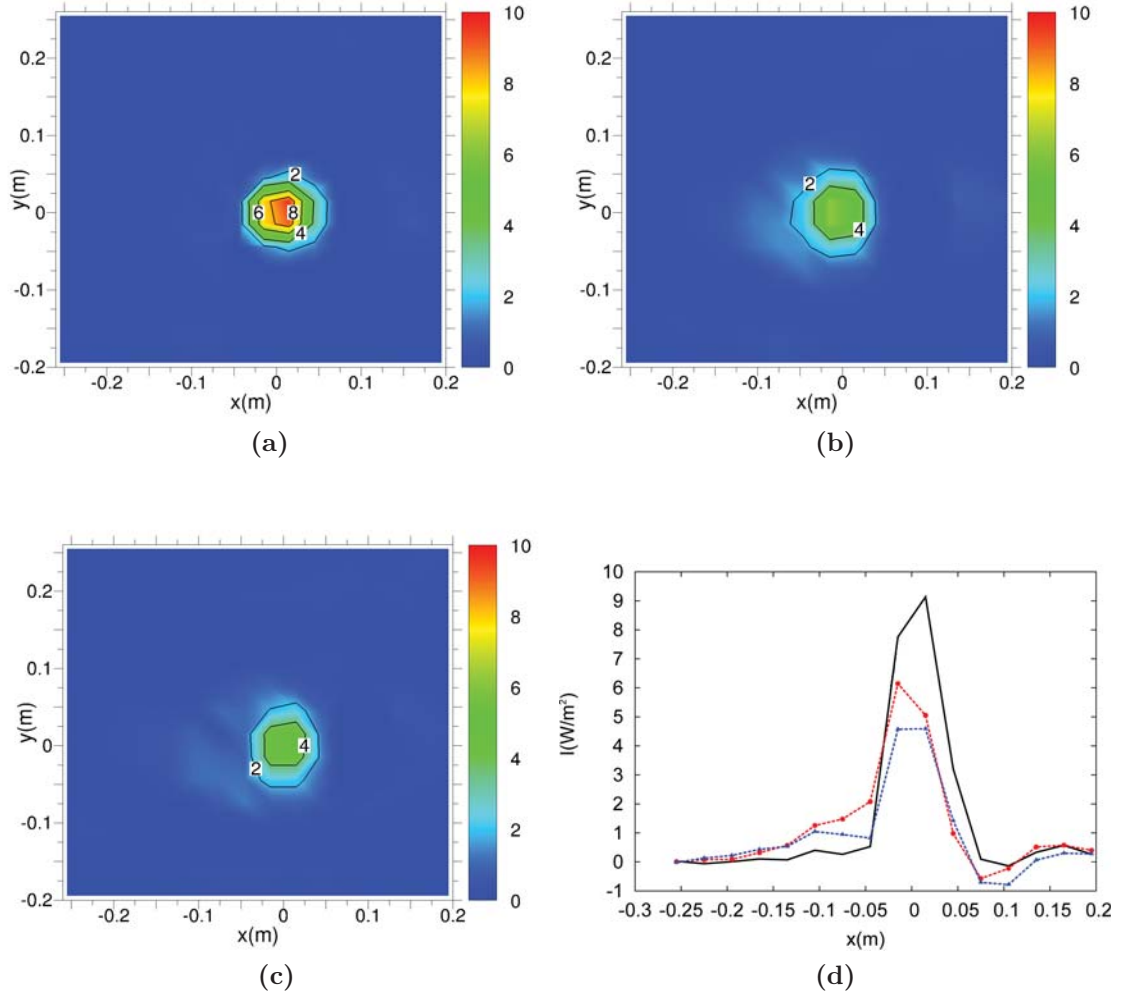


Figure IV.28: Champs d'intensité acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (W/m^2) : (a) transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec les propagateurs vitesse-pression convectés (b) réel et (c) spectral à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs d'intensité acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (W/m^2) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral.

3.2.2.b Plan hologramme $z_h = -0.1$ m

Le champ de vitesse acoustique normale extrait en $z = -0.1$ m est ensuite utilisé comme plan hologramme z_h .

De la même manière que dans la sous-section précédente, les propagateurs vitesse-pression convectés réel (II.84) et spectral (II.56) sont tout d'abord utilisés pour reconstruire le champ de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (voir Figures IV.29b et IV.29c). La comparaison de ces champs de pression acoustique reconstruits avec le champ de pression acoustique obtenu par transformation du champ de vitesse acoustique normale extrait dans le plan $z_r = -0.03$ m, montre que le plan hologramme utilisé est placé trop loin du plan source (voir la sous-section 2.1.3.a du Chapitre 3). En effet, la localisation de la source acoustique est impossible avec le propagateur spectral et difficile avec le propagateur réel, ce, même en utilisant un filtre spectral convecté comme procédure de régularisation.

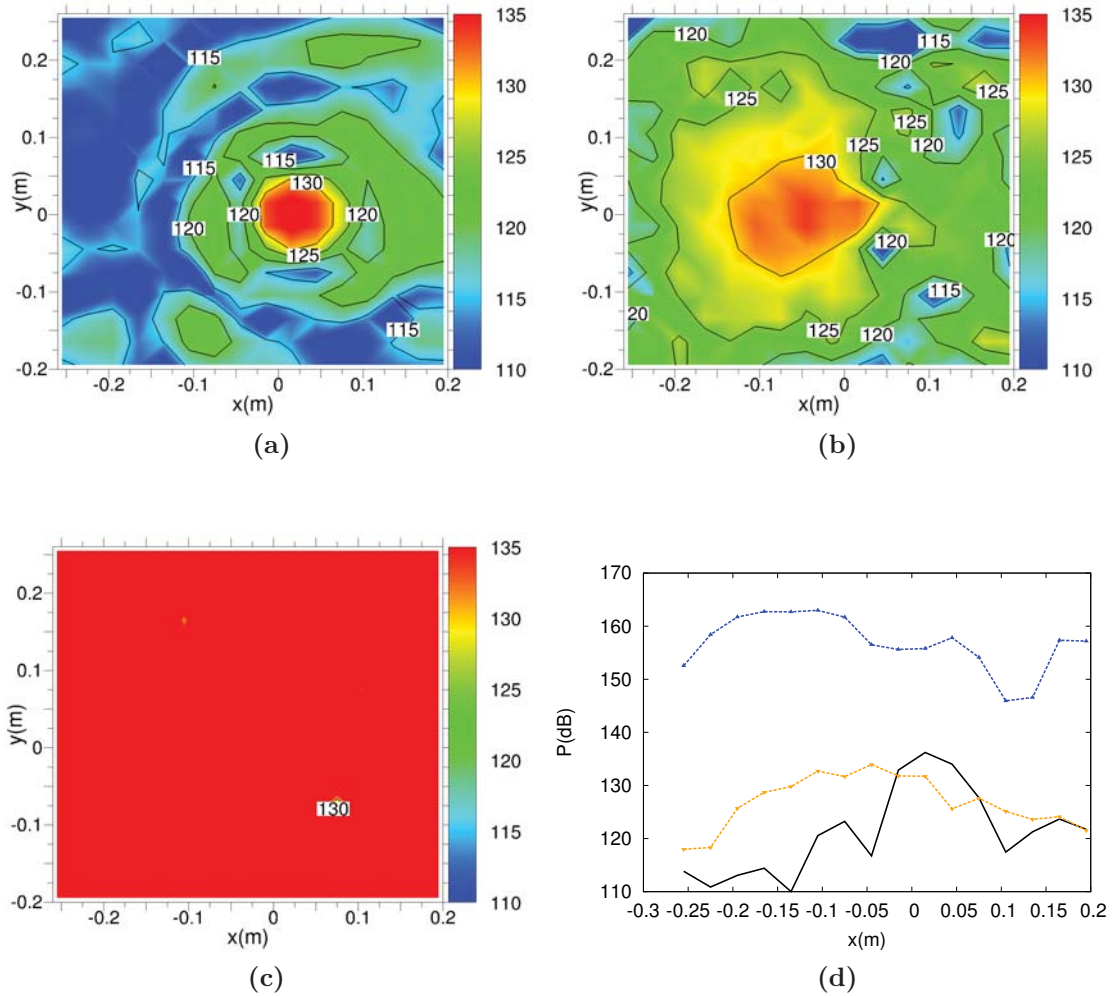


Figure IV.29: Champs de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : (a) transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec les propagateurs vitesse-pression convectés (b) réel et (c) spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.10$ m. (d) Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel filtré et spectral filtré.

Les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (1/(II.77)) et spectral (II.54) sont maintenant utilisés pour reconstruire le champ de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (voir Figures IV.30b et IV.30c). La comparaison de ces champs de vitesse acoustique normale reconstruits avec le champ de vitesse acoustique normale extrait des mesures LDV dans le plan $z_r = -0.03$ m confirme la conclusion précédente (voir Figures IV.30a et IV.30d). Les performances des deux types de propagateur sont semblables et ne permettent pas de caractériser la source acoustique.

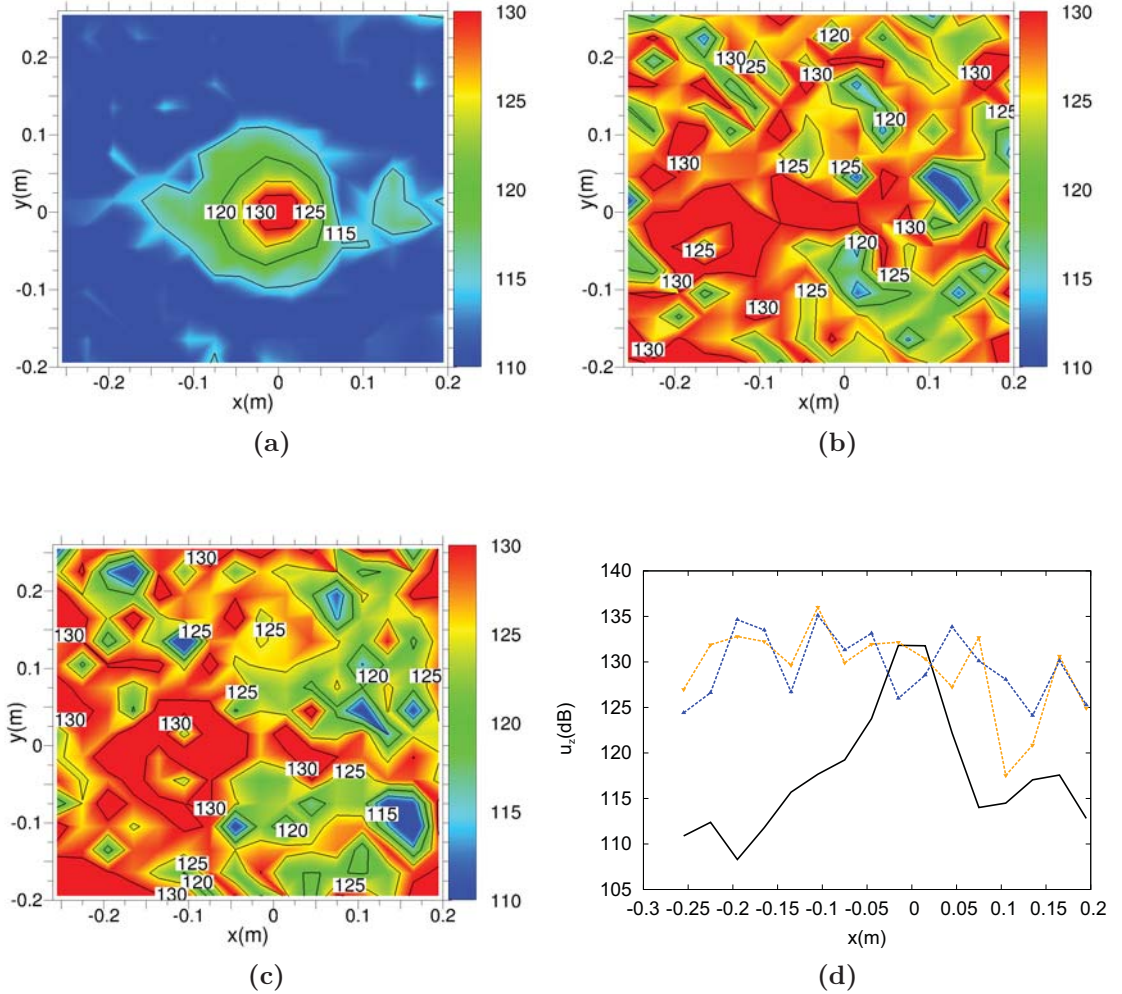


Figure IV.30: Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : (a) extrait, reconstruit avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés (b) réel filtré et (c) spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.10$ m. (d) Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel filtré et spectral filtré.

3.2.3 Propagation dans la veine

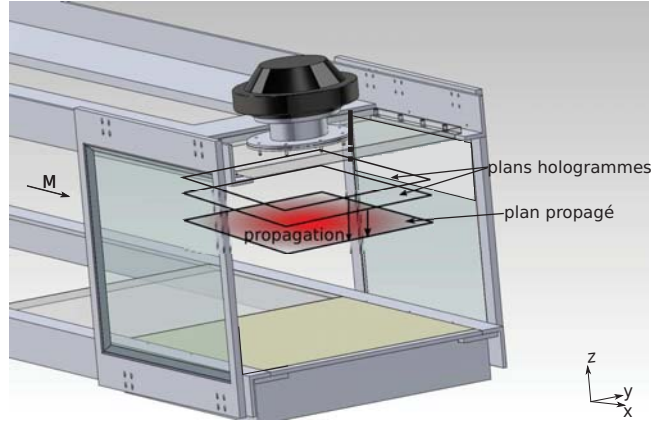


Figure IV.31: Schéma décrivant la propagation holographique vers le plan $z_p = -0.1$ m à partir des champs de vitesse acoustique normale extraits en $z = -0.03$ m et en $z = -0.05$ m.

Dans cette sous-section, les champs de vitesse acoustique normale extraits des mesures LDV en $z = -0.03$ m et $z = -0.05$ m sont utilisés en entrée du code de caractérisation holographique pour propager le champ acoustique (pression ou vitesse) dans la veine d'essai en $z_p = -0.1$ m (voir Figure IV.31). Les champs acoustiques propagés en $z_p = -0.1$ m sont ensuite comparés au champ acoustique extrait ou transformé à partir des mesures LDV dans le même plan :

$$\begin{array}{ll}
 u_z(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow[\text{propagation}]{G_{up\beta}(\mathbf{r}_h|\mathbf{r}_p, \omega)} & \boxed{p(\mathbf{r}_p, \omega)} \\
 u_z(\mathbf{r}_p, \omega) \xrightarrow[\text{transformation}]{G_{up\beta}(\mathbf{r}_p|\mathbf{r}_p, \omega)} & \boxed{p(\mathbf{r}_p, \omega)}
 \end{array}
 \qquad
 \begin{array}{ll}
 u_z(\mathbf{r}_h, \omega) \xrightarrow[\text{propagation}]{G_{uu\beta}(\mathbf{r}_h|\mathbf{r}_p, \omega)} & \boxed{u_z(\mathbf{r}_p, \omega)} \\
 u_z(\mathbf{r}_p, \omega) \xrightarrow[\text{transformation}]{G_{uu\beta}(\mathbf{r}_p|\mathbf{r}_p, \omega)} & \boxed{u_z(\mathbf{r}_p, \omega)}
 \end{array}$$

3.2.3.a Plan hologramme $z_h = -0.03$ m

Tout d'abord le champ de vitesse acoustique normale extrait en $z = -0.03$ m est utilisé comme plan hologramme z_h .

Les propageurs vitesse-pression convectés réel (II.76) et spectral (II.56) sont alors utilisés pour propager le champ de pression acoustique dans le plan $z_p = -0.1$ m (voir Figures IV.32b et IV.32c). Un filtre spectral convecté est utilisé comme procédure de régularisation lors de l'utilisation du propagateur spectral (voir la sous-section 2.2.1.a du Chapitre 3), et le gradient de vitesse acoustique normale suivant x est approché par différences finies lors de l'utilisation du propagateur réel (voir la sous-section 3.2 du chapitre 3). De la même manière que pour la reconstruction, ces champs de pression acoustique propagés sont comparés au champ de pression acoustique obtenu par transformation du champ de vitesse acoustique normale extrait dans le plan $z_p = -0.1$ m par le propagateur vitesse-pression convecté réel (II.76), écrit en z_p (voir Figures IV.32a et IV.32d). Le rayonnement de la source acoustique convectée dans le plan $z_p = -0.1$ m est plus précisément estimé par le propagateur réel que par le propagateur spectral, notamment sur les bords, cela même en utilisant un filtre spectral convecté comme procédure de régularisation. La position et le niveau de la source acoustique sont cependant déterminés correctement par les deux types de propageurs vitesse-pression convectés avec une précision de ~ 1.5 dB.

Les simulations menées au chapitre précédent ayant montré que la distance de propagation n'influence pas la qualité de la propagation holographique (voir la sous-section 2.1.3.b du Chapitre 3), le champ de pression acoustique peut être obtenu sur toute la hauteur de la veine

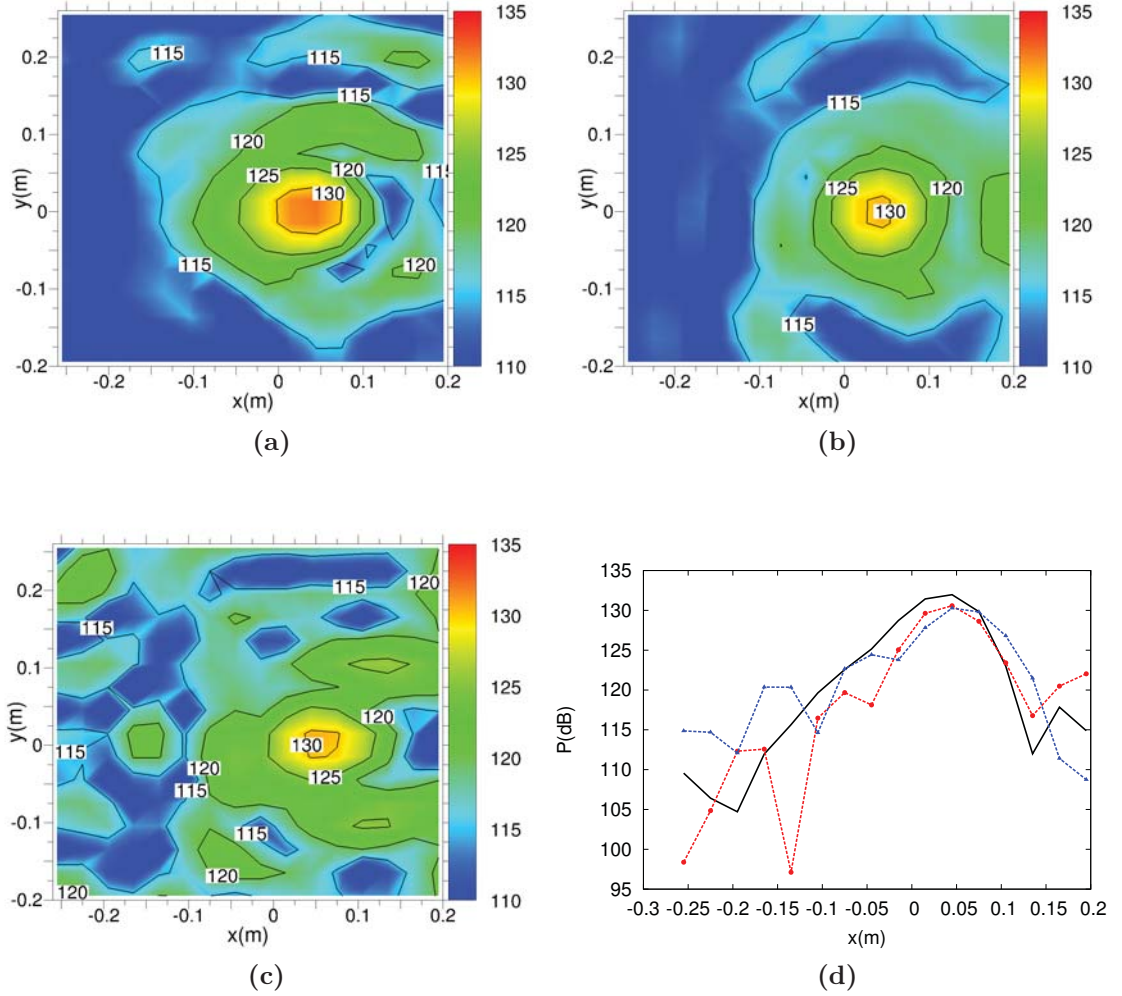


Figure IV.32: Champs de pression acoustique dans le plan $z_p = -0.1$ m (dB) : (a) transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_p = -0.1$ m, propagés avec les propagateurs vitesse-pression convectés (b) réel et (c) spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.03$ m. (d) Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_p = -0.1$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), propagés (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré.

d'essai à partir du plan hologramme, soit $z = [-0.03 : -0.35]$ m (voir Figure IV.33). Là encore les résultats obtenus par le propagateur vitesse-pression convecté réel semblent plus précis, mettant en évidence le rayonnement globalement monopolaire de la source acoustique dans la veine d'essai. De légers effets de convection suivant x sont également visibles.

Les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (II.77) et spectral (II.54) sont ensuite utilisés pour reconstruire le champ de vitesse acoustique normale dans le plan $z_p = -0.1$ m (voir Figures IV.34b et IV.34c). Afin de valider cette propagation holographique, ces champs de vitesse acoustique normale propagés sont comparés au champ de vitesse acoustique normale extrait des mesures LDV dans le plan $z_p = -0.1$ m (voir Figures IV.34a et IV.34d). Comme montré pour la reconstruction et lors des simulations, les performances des deux types de propagateur vitesse-vitesse convectés sont semblables. La précision des champs de vitesse acoustique propagés est toutefois inférieure à celle obtenue lors de la propagation de la pression acoustique, la position du maximum de vitesse acoustique étant estimé avec une erreur de 0.015 m et son niveau sur-estimé de l'ordre de 2.5 dB.

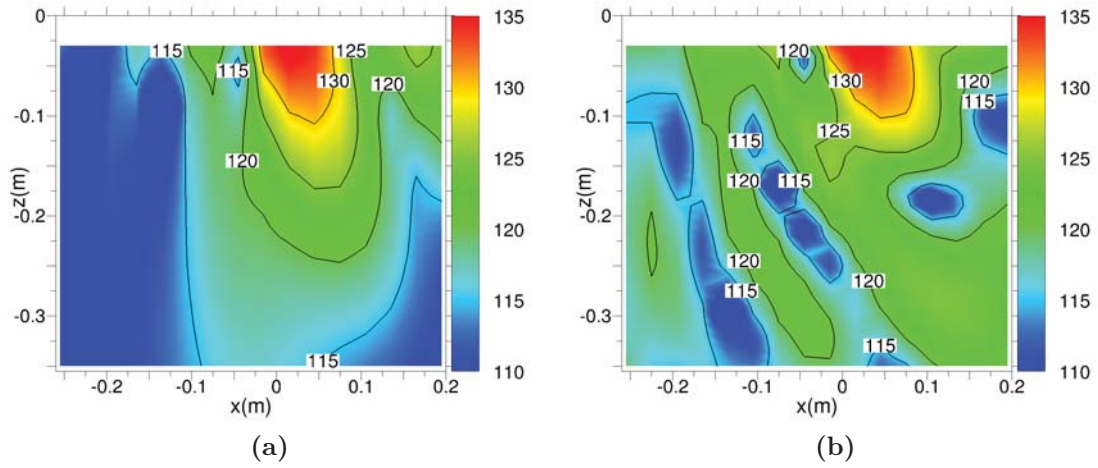


Figure IV.33: Champs de pression acoustique suivant z (dB) : propagés avec les propagateurs vitesse-pression convectés (a) réel et (b) spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.03$ m.

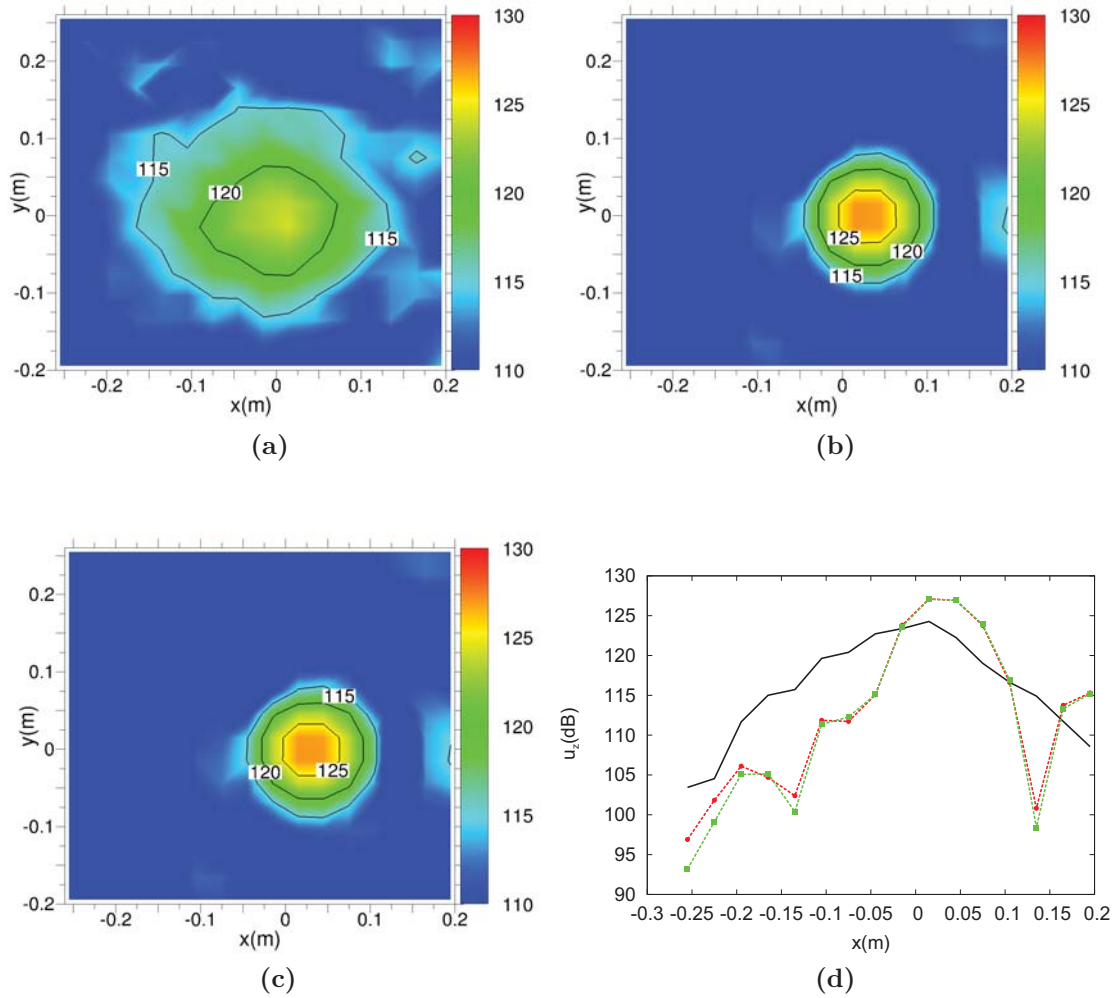


Figure IV.34: Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_p = -0.1$ m (dB) : (a) extrait, propagés avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés (b) réel et (c) spectral à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.03$ m. (d) Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_p = -0.1$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), propagés (pointillés) avec les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel et spectral.

3.2.3.b Plan hologramme $z_h = -0.05$ m

Le champ de vitesse acoustique normale extrait en $z = -0.05$ m est maintenant utilisé comme plan hologramme z_h .

De la même manière que dans la sous-section précédente, les propagateurs vitesse-pression convectés réel (II.76) et spectral (II.56) sont tout d'abord utilisés pour reconstruire le champ de pression acoustique dans le plan $z_p = -0.1$ m (voir Figures IV.35b et IV.35c). La comparaison de ces champs de pression acoustique propagés avec le champ de pression acoustique obtenu par transformation du champ de vitesse acoustique normale extrait dans le plan $z_p = -0.1$ m, montre que la forme du champ de pression acoustique est à peu près aussi bien estimée par le propagateur réel que par le propagateur spectral filtré. La position et le niveau de la source acoustique sont de même déterminés correctement par les deux types de propagateurs vitesse-pression convectés avec une précision de l'ordre de 0.5 dB.

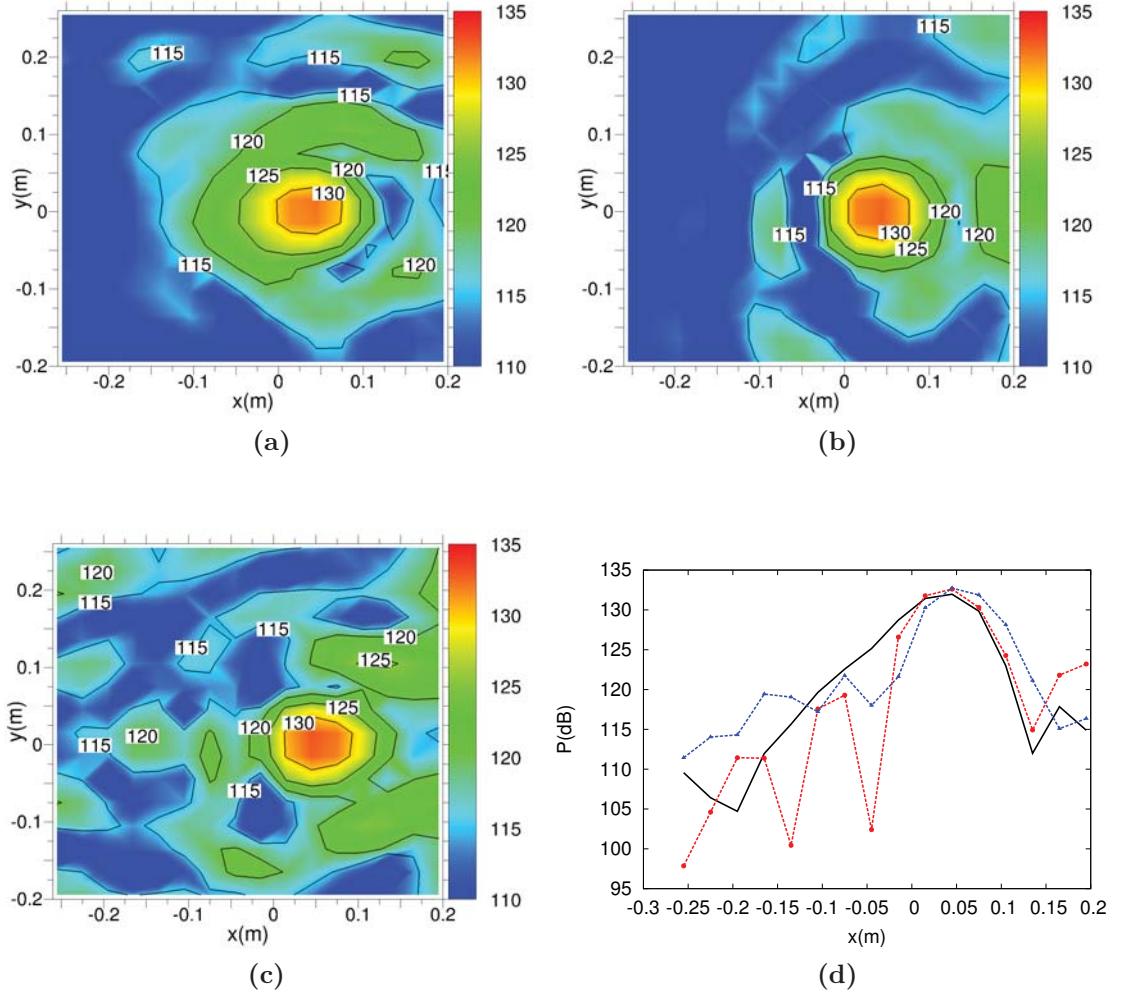


Figure IV.35: Champs de pression acoustique dans le plan $z_p = -0.1$ m (dB) : (a) transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_p = -0.1$ m, reconstruit avec les propagateurs vitesse-pression convectés (b) réel et (c) spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_p = -0.1$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propagateurs vitesse-pression convectés réel et spectral filtré.

Les propagateurs vitesse-vitesse convectés réel (II.77) et spectral (II.54) sont ensuite utilisés pour propager le champ de vitesse acoustique normale dans le plan $z_p = -0.1$ m (voir Figures IV.36b et IV.36c). La comparaison de ces champs de vitesse acoustique normale propagés avec le champ de vitesse acoustique normale extrait des mesures LDV dans le plan $z_p = -0.1$ m montre que le niveau de la source acoustique est sur-estimé de ~ 4 dB (voir Figures IV.36a et IV.36d). Là encore les performances des deux types de propogateur vitesse-vitesse sont semblables et permettent de localiser le maximum de vitesse acoustique avec une précision de ~ 0.01 m.

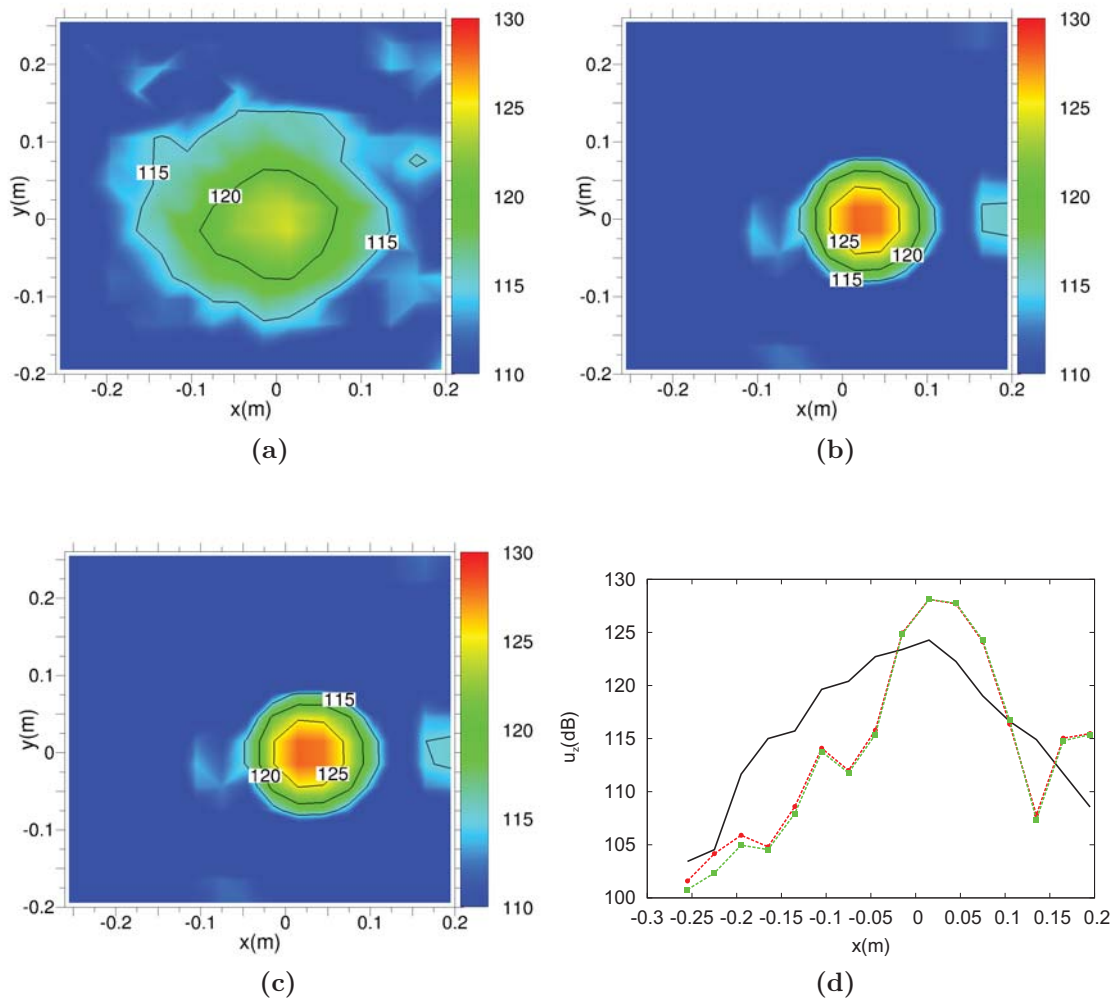


Figure IV.36: Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_p = -0.1$ m (dB) : (a) extrait, reconstruit avec les propogateurs vitesse-vitesse convectés (b) réel et (c) spectral filtré à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_p = -0.1$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec les propogateurs vitesse-vitesse convectés réel et spectral.

Contrairement au cas de la reconstruction, la qualité de la propagation holographique est similaire avec les deux plans hologrammes testés.

3.2.4 Prise en compte de la non-uniformité de l'écoulement

Dans cette sous-section, la procédure de prise en compte de variations de vitesse moyenne dans la direction de reconstruction présentée dans la sous-section 3.4 du Chapitre 3 est utilisée pour intégrer les variations de vitesse dans la couche limite à la procédure holographique.

Dans un premier temps, la procédure de reconstruction pas à pas est appliquée en utilisant le profil de couche limite mesuré dans la zone "saine" de l'écoulement (voir Figure IV.19). Les champs de pression et de vitesse acoustique normale reconstruit pas à pas dans le plan $z_r = -0.03$ m à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_h = -0.05$ m sont comparés à ceux reconstruits en considérant l'écoulement uniforme et aux champs extraits et transformé dans le plan de reconstruction Figures IV.37 et IV.38. Dans ce cas, les champs acoustiques (pression et vitesse) reconstruits pas à pas sont parfaitement identiques à ceux reconstruits en considérant l'écoulement uniforme entre z_h et z_r car l'écoulement varie très peu entre ces deux plans dans la zone "saine" de l'écoulement : $M = [0.21 : 0.22]$.

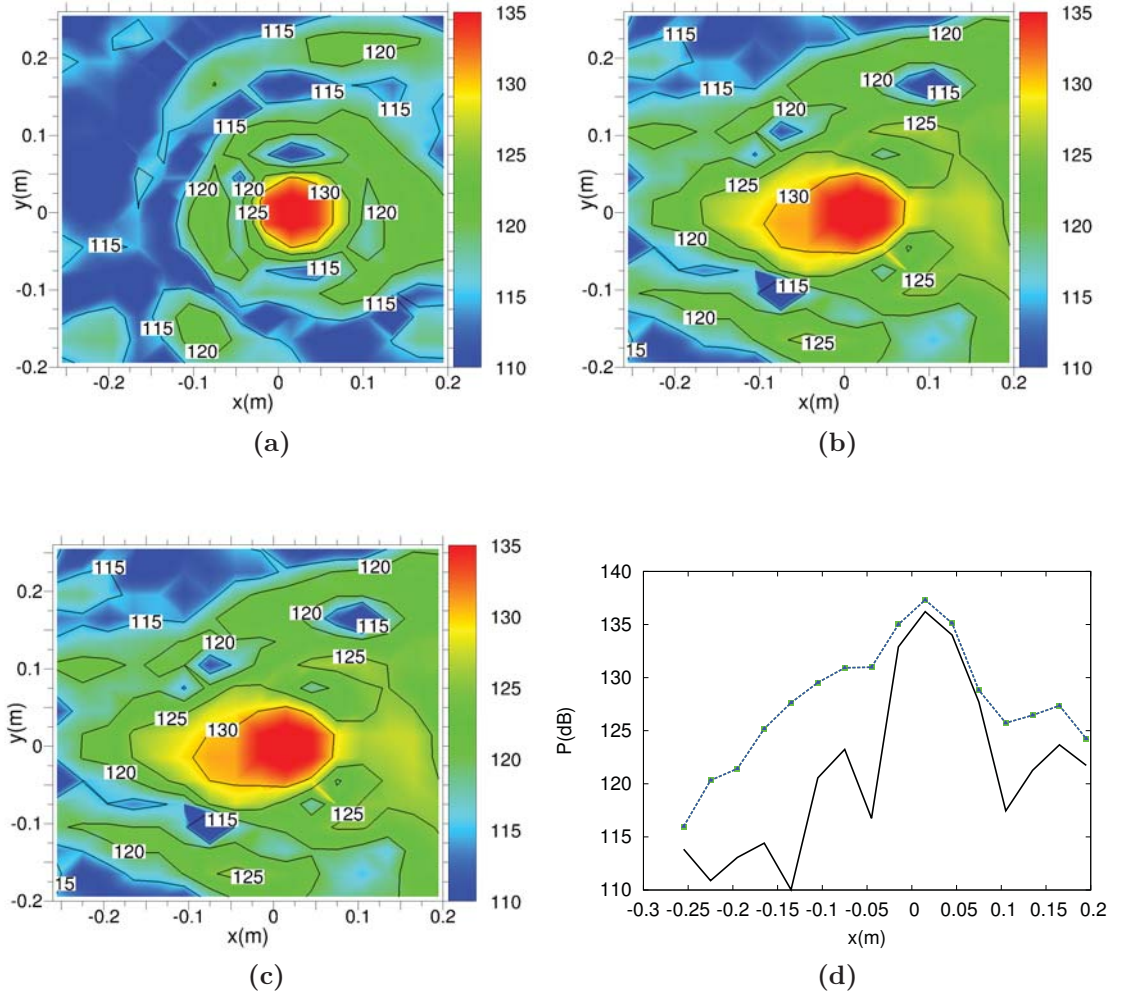


Figure IV.37: Champs de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : (a) transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré (b) à vitesse constante et (c) à vitesse variable (zone "saine" de l'écoulement) à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante (vert) et à vitesse variable (bleu) (zone "saine" de l'écoulement).

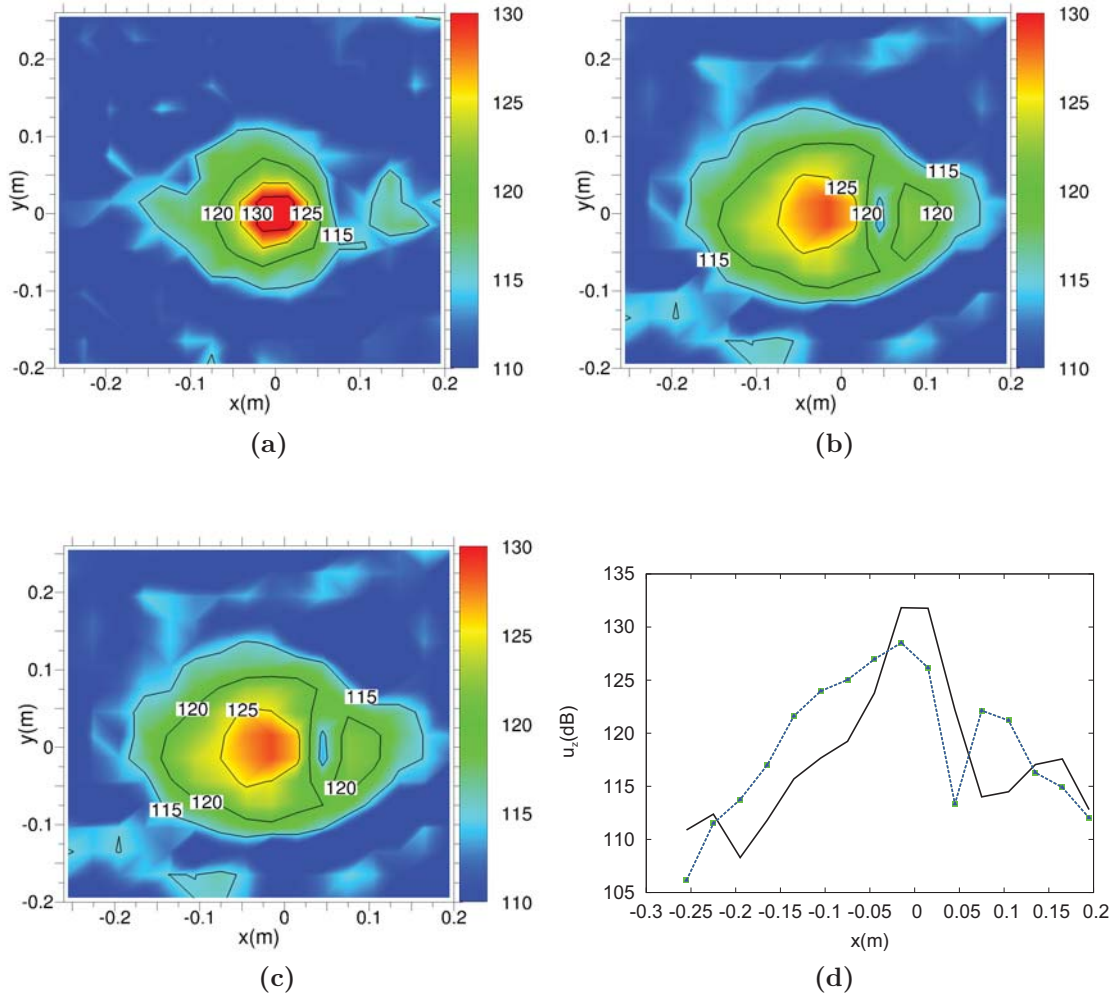


Figure IV.38: Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : (a) extrait, reconstruit avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré (b) à vitesse constante et (c) à vitesse variable (zone "saine" de l'écoulement) à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (zone "saine" de l'écoulement).

Dans un deuxième temps, la procédure de reconstruction pas à pas est appliquée en utilisant cette fois le profil de couche limite mesuré au niveau du tourbillon présent au centre de la zone de mesure (voir Figure IV.19). La comparaison des champs de pression et de vitesse acoustique normale reconstruit pas à pas dans le plan $z_r = -0.03$ m à ceux reconstruits en considérant l'écoulement uniforme et aux champs extraits et transformés dans le plan de reconstruction est présentée Figures IV.39 et IV.40. Là encore, les résultats obtenus en reconstruisant pas à pas le champ acoustique sont très proches des résultats obtenus en considérant la vitesse constante entre les plans z_h et z_r car la vitesse de l'écoulement varie peu dans cette zone de la veine d'essai : $M = [0.17 : 0.19]$.

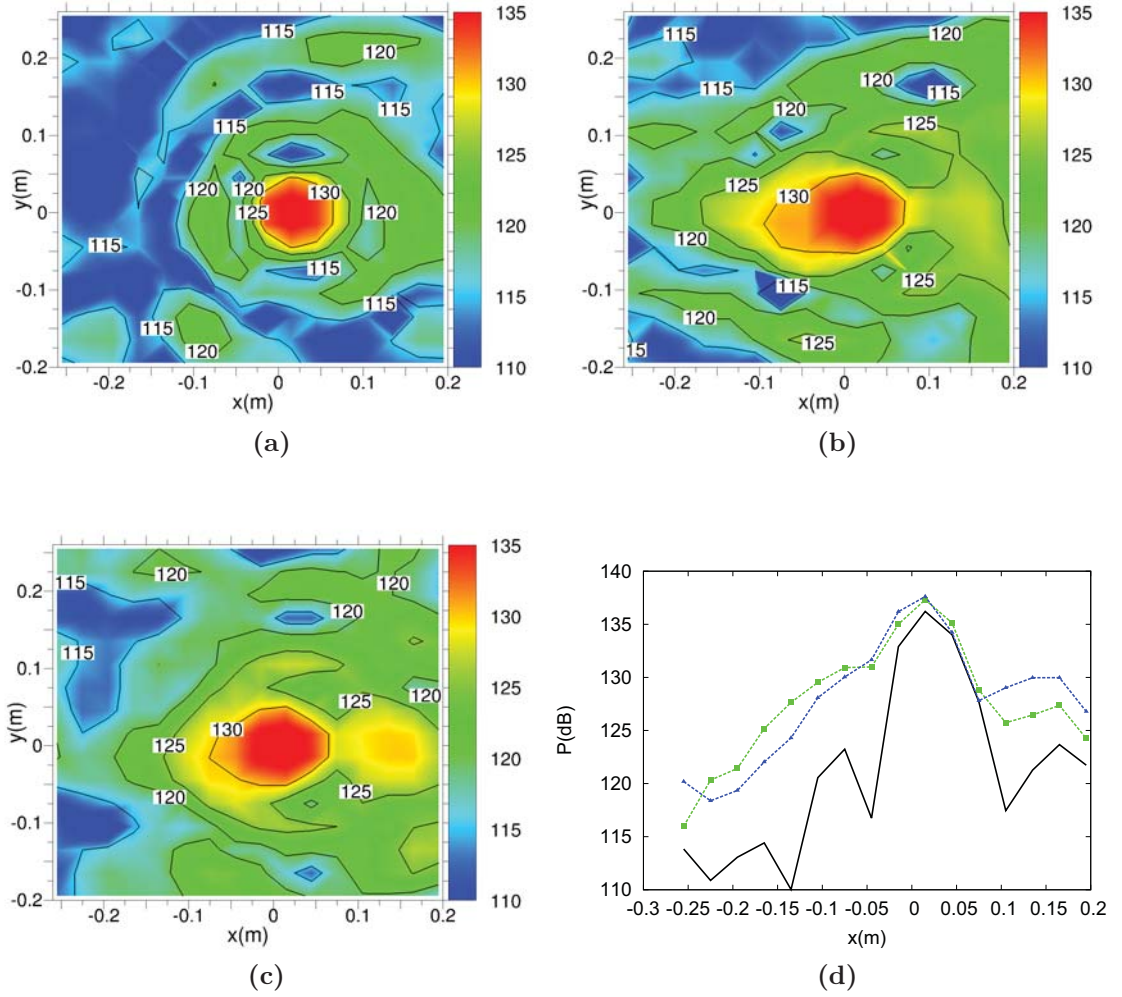


Figure IV.39: Champs de pression acoustique dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : (a) transformé à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan $z_r = -0.03$ m, reconstruit avec le propagateur vitesse-pressure convecté spectral filtré (b) à vitesse constante et (c) à vitesse variable (tourbillon) à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs de pression acoustique suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : transformé (trait plein), reconstruits (pointillés) avec le propagateur vitesse-pressure convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (tourbillon).

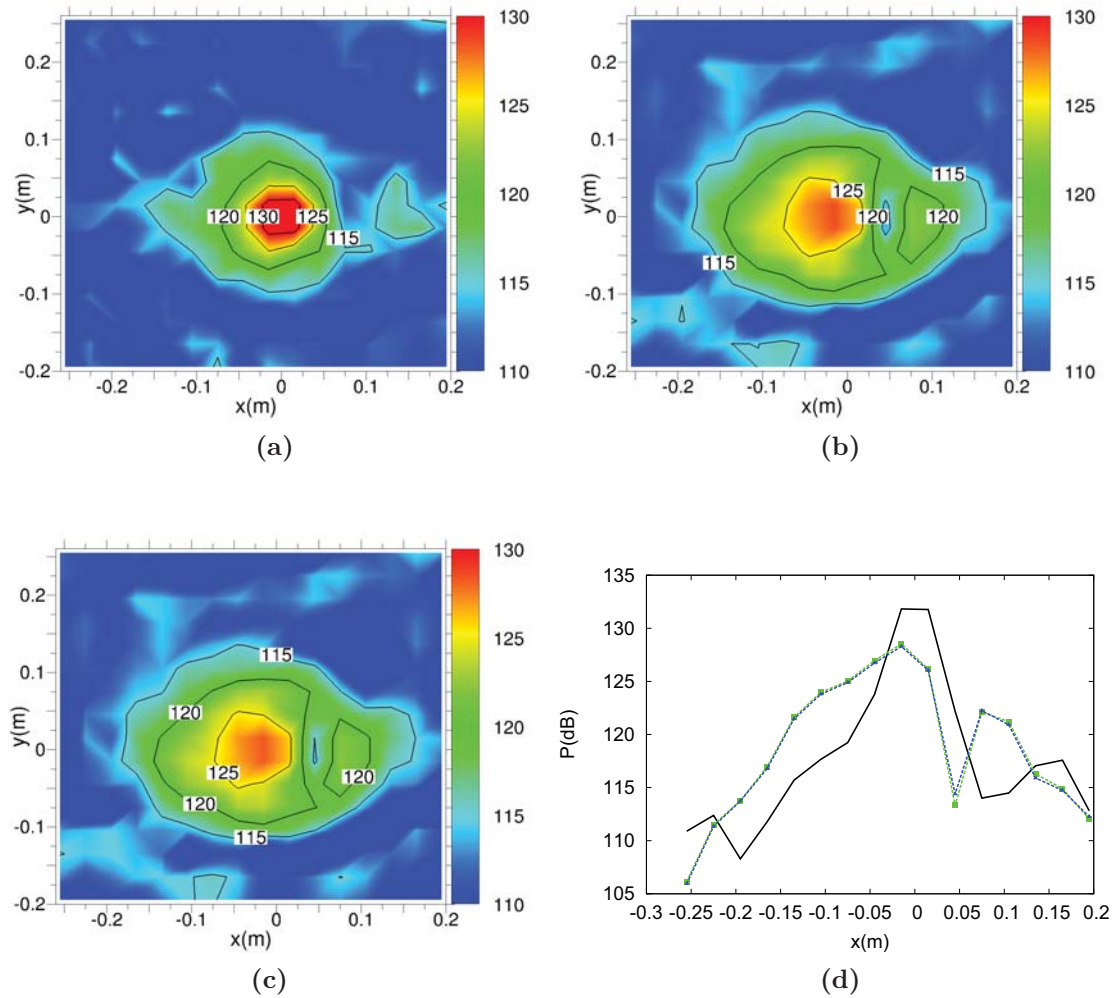


Figure IV.40: Champs de vitesse acoustique normale dans le plan $z_r = -0.03$ m (dB) : (a) extrait, reconstruit avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré (b) à vitesse constante et (c) à vitesse variable (tourbillon) à partir de la vitesse acoustique normale extraite dans le plan hologramme $z_h = -0.05$ m. (d) Champs de vitesse acoustique normale suivant x dans le plan $z_r = -0.03$ m en $y = -0.015$ m (dB) : extrait (trait plein), reconstruits (pointillés) avec le propagateur vitesse-pression convecté spectral filtré à vitesse constante et à vitesse variable (tourbillon).

4 Conclusion

Dans ce chapitre, l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme a été mise en œuvre en soufflerie à partir de mesures non-intrusives effectuées par Vélocimétrie Laser Doppler.

Tout d'abord, le montage expérimental utilisé pour cette campagne de validation, et défini en s'appuyant sur les conclusions obtenues au chapitre précédent lors de l'étude des performances numériques de cette méthode, a été exposé. Le choix de la soufflerie de recherche subsonique *Juju* en fonction de ses dimensions de veine, de ses vitesses de fonctionnement et du bruit de fond associé a été justifié. Les modifications apportées à cette soufflerie dans le but d'intégrer une source acoustique localisée (haut-parleur guidé) de rayonnement monopolaire au niveau du plafond de la veine d'essai, et de permettre les mesures LDV (accès optiques, ensemencement), ont été ensuite présentées. Le vélocimètre laser Doppler mono-composante développé spécialement pour cette campagne ainsi que le système d'acquisition utilisé ont également été détaillés.

Dans un second temps, la procédure d'extraction de la vitesse acoustique à partir de mesures LDV effectuées dans différents plans situés sous la source acoustique a été présentée. En effet, si une analyse statistique permet de déduire les composantes de vitesse moyenne et fluctuante dans une direction de ces mesures, elle ne donne pas directement accès à la vitesse acoustique qui est l'une des contributions de la vitesse fluctuante. Une technique de post-traitement spécifique, dite de rejet de la turbulence, et adaptée à des signaux acquis de manière aléatoire a donc été mise en œuvre. Cette technique est basée sur l'hypothèse que les phénomènes acoustiques sont totalement décorrélés des phénomènes turbulents et du bruit de mesure, la vitesse acoustique correspondant alors à la composante de vitesse fluctuante corrélée avec un signal acoustique de référence. L'utilisation de cette procédure à partir de différents signaux de référence (le signal du haut-parleur et la pression acoustique mesurée par un microphone affleurant placé près de la source) a montré que le choix de ce signal n'affecte pas la vitesse acoustique extraite. Cette conclusion est rassurante dans la mesure où l'application visée est l'étude de sources aéroacoustiques "réelles" dont on ne connaît pas forcément le mécanisme de génération.

Ensuite, l'écoulement présent dans la veine d'essai de la soufflerie au niveau de la source acoustique (c'est-à-dire en fin de veine) a été qualifié. Cet écoulement s'est avéré ne pas être uniforme sur toute la largeur de la veine d'essai, un tourbillon longitudinal de faible amplitude, généré par différentes irrégularités présentes au niveau du plafond de la veine, étant présent dans la zone de mesure. Cet écoulement a dans un premier temps été toutefois considéré comme uniforme.

Sous cette hypothèse, les champs de vitesse acoustique extraits des mesures LDV ont été utilisés à la fois comme plans hologrammes et comme plans de validation des champs acoustiques (pression, vitesse, intensité) reconstruits et propagés par le code de caractérisation holographique développé au chapitre précédent. Les recommandations concernant le choix du propageateur convecté (réel ou spectral) et de la position du plan hologramme (champ proche ou lointain), obtenues au chapitre précédent lors de l'étude des performances numériques de la méthode, ont été confirmées. La capacité de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme à localiser et estimer le niveau de sources acoustiques convectées avec précision (< 2 dB), à partir d'un champ hologramme de vitesse acoustique parallèle à l'écoulement, a été alors démontrée. Cette méthode a également permis d'étudier le rayonnement de la source acoustique dans la veine d'essai de la soufflerie. Cette campagne a de plus montré que la procédure de reconstruction de la pression acoustique à partir d'un champ hologramme de vitesse acoustique (permettant la caractérisation des sources acoustiques) est la plus robuste, la procédure de propagation et l'évaluation de la vitesse acoustique étant dans ce

cas moins précise.

Enfin, la technique de reconstruction holographique pas à pas, présentée à la fin du chapitre précédent, a dans un deuxième temps permis de prendre en compte les variations de vitesse moyenne dans la direction de reconstruction, dues à la présence de la couche limite et du tourbillon dans cette zone de la veine d'essai. Les améliorations apportées par l'utilisation de cette technique sont toutefois relativement faibles car l'écoulement varie peu ($\Delta M = 0.02$) entre les plans hologramme et de reconstruction dans notre cas. Cependant, les reconstructions effectuées en écoulement uniforme et de couche limite permettent toutes deux de caractériser (localisation, niveau de pression) correctement la source acoustique étudiée. Cette constatation est encourageante pour l'application de l'Holographie acoustique de champ proche à l'étude de sources aéroacoustiques plus complexes en soufflerie.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

Cette thèse a été consacrée au développement d'une nouvelle méthode de caractérisation de sources aéroacoustiques en soufflerie. L'approche choisie a été de combiner de l'Holographie acoustique de champ proche (NAH) à des mesures non-intrusives effectuées par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). L'un des intérêts de cette approche réside dans l'utilisation d'un champ hologramme de vitesse acoustique, plus robuste pour la reconstruction du champ acoustique (pression ou vitesse) vers le plan source qu'en utilisant un champ hologramme de pression acoustique [132, 133].

Pour mener à bien cet objectif, l'Holographie acoustique de champ proche a dans un premier temps été étendue à l'étude de sources acoustiques se propageant dans un milieu en mouvement à une vitesse subsonique uniforme. Cette extension est basée sur l'utilisation du théorème de Kirchhoff-Helmholtz et de la fonction de Green en champ libre convectés permettant de déterminer des propagateurs spatiaux convectés dits réels, la transformée de Fourier de ces propagateurs permettant alors la reconstruction ou la propagation du champ acoustique. Une autre approche, basée sur la décomposition d'une distribution de pression acoustique stationnaire en une somme d'ondes planes dans l'espace spectral, permet quand elle de déterminer des propagateurs spatiaux convectés dits spectraux, correspondant au résultat analytique de la transformée de Fourier des propagateurs réels.

Les performances des propagateurs spatiaux convectés réels, développés pendant cette thèse et basés sur la mesure de vitesse acoustique, ont été dans un second temps comparées à celles de leurs équivalents spectraux [7] dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme parallèle au plan hologramme. La procédure holographique utilisant ces deux types de propagateurs a été alors appliquée à des champs hologrammes virtuels de vitesse acoustique correspondant au rayonnement d'une source monopolaire convectée. Cette étude a permis de mettre en évidence le fait que la reconstruction du champ de pression acoustique à partir d'un champ hologramme de vitesse acoustique est plus précise avec le propagateur convecté réel qu'avec sa forme spectrale, ce, même en utilisant un filtre spectral convecté comme procédure de régularisation. Cette conclusion est moins évidente lors de la reconstruction des champs de vitesse acoustique, les performances des propagateurs convectés réel et spectral filtré étant relativement similaires. De même, la précision des deux types de propagateurs sans filtrage est équivalente pour la procédure de propagation. Une étude paramétrique a également permis de déterminer des critères de dimensionnement et de positionnement de la grille de mesure, et de vérifier l'indépendance de la précision de la procédure holographique par rapport à la nature des sources étudiées (combinaisons de sources monopolaires et dipolaires convectées corrélées ou non). L'étude de l'influence de la vitesse de l'écoulement a de plus montré la nécessité d'utiliser un propagateur spatial convecté, et la légère dégradation des champs acoustiques reconstruits sur les bords du plan d'évaluation avec l'augmentation de la vitesse. Les erreurs associées à l'application de cette méthode en soufflerie ont également été évaluées, confirmant notamment la robustesse de la méthode au bruit de mesure, et montrant que l'effet de réflexions se produisant à plusieurs longueurs d'onde des sources étudiées ne dégrade le champ acoustique reconstruit que sur les bords du plan d'évaluation. Une procédure de reconstruction pas à pas a été également

présentée, permettant la prise en compte de variations de la vitesse de l'écoulement dans la direction de reconstruction.

Enfin, la méthode de caractérisation de sources aéroacoustiques proposée a été mise en œuvre en soufflerie à partir de mesures non-intrusives effectuées par Vélocimétrie Laser Doppler. Un montage expérimental a été tout d'abord défini et réalisé afin de permettre l'étude du rayonnement d'une source acoustique de type monopolaire au sein d'un écoulement subsonique à $M = 0.22$ dans la veine d'essai. Un vélocimètre laser Doppler mono-composante, développé spécialement pour cette campagne, a été utilisé pour acquérir des champs de vitesse dans différents plans. Ces mesures ont permis de qualifier l'écoulement dans la veine, mettant en évidence des variations de vitesse moyenne de l'ordre de 13% du nombre de Mach nominal dans les plans mesurés. Une procédure de post-traitement spécifique [149], basée sur le rejet de la turbulence, a ensuite permis d'extraire la composante de vitesse acoustique normale des champs mesurés par LDV. Ces champs de vitesse acoustique ont été utilisés à la fois comme plans hologrammes et comme plans de validation des champs acoustiques (pression, vitesse, intensité) reconstruits et propagés par la méthode développée. Les résultats ont confirmé les conclusions obtenues lors des simulations, notamment concernant le choix du propagateur convecté (réel plutôt que spectral). La procédure holographique la plus précise s'est avérée être la reconstruction de la pression acoustique, permettant à la fois de localiser et d'estimer le niveau de la source acoustique convectée étudiée avec une précision inférieure à 2 dB.

La méthode développée constitue donc un outil non-intrusif intéressant pour caractériser des sources acoustiques rayonnant en écoulement subsonique uniforme en soufflerie, d'autant plus qu'il est également possible d'étudier leurs rayonnement dans la veine d'essai en propageant le champ hologramme. De plus, l'hypothèse d'écoulement uniforme ne semble pas rédhibitoire pour l'application de la méthode à l'étude de sources aéroacoustiques plus complexes en soufflerie. En effet, les variations de la vitesse de l'écoulement dans la direction de reconstruction peuvent être prises en compte par une reconstruction pas à pas du champ acoustique, et les variations modérées de vitesse moyenne observées dans le plan hologramme n'ont pas empêché la caractérisation de la source étudiée lors de la campagne de mesure. Toutefois, l'acquisition non-simultannée du champ hologramme limite pour l'instant la méthode à l'étude de sources acoustiques stationnaires.

Perspectives

L'originalité de cette étude réside dans l'application d'une méthode d'imagerie acoustique à partir d'un champ de vitesse acoustique obtenu par des mesures laser.

Cependant, des améliorations pourraient être apportées pour limiter l'impact des hypothèses liées à la méthode d'imagerie acoustique servant de base à la méthode proposée, l'Holographie acoustique de champ proche. En ce qui concerne l'uniformité de l'écoulement, l'extension du théorème intégral de Kirchhoff-Helmholtz à une surface de contrôle en mouvement à une vitesse subsonique quelconque, proposée par Farassat *et al.* [236], pourrait peut-être être utilisée pour réécrire la formulation holographique dans le cas d'un écoulement subsonique quelconque. Les conséquences de l'hypothèse de propagation acoustique en champ libre pourraient également être réduites en utilisant une soufflerie à veine ouverte ou une soufflerie à veine fermée de plus grande taille. Pour les souffleries à veine fermées de petite taille, la méthode des sources images pourrait permettre de réécrire les équations de la NAH pour des ondes acoustiques convectées se propageant dans une conduite, comme cela a été fait par Villot *et al.* [121] pour la NAH classique. L'utilisation d'un champ hologramme "double-couche" (Havranek *et al.* [128]) peut également permettre de séparer le champ acoustique incident du champ réfléchi. D'autre part,

la résolution du problème inverse que constitue la procédure de reconstruction holographique pourrait de même être améliorée par l'utilisation de méthodes de régularisation plus robustes qu'un simple filtrage dans l'espace spectral. On peut penser par exemple aux méthodes de Tikhonov et du gradient conjugué, associées à une méthode de sélection des paramètres de régularisation telle que la validation croisée généralisée ou la méthode "L-curve", classiquement utilisées en NAH [98, 99].

En ce qui concerne la technique de mesure, le fait d'utiliser la LDV impose d'acquérir le champ de vitesse acoustique point par point dans le plan hologramme, ce qui limite l'application de la méthode à l'étude de sources stationnaires. Pour s'affranchir de cette limitation, une piste pourrait être d'utiliser la PIV résolue en temps (Elsinga *et al.* [159]) pour acquérir l'ensemble du champ hologramme à différents instants. A partir de là, si la procédure d'extraction de la vitesse acoustique utilisée dans cette thèse fonctionne également avec ce type de champ, la méthode développée pourrait être utilisée pour caractériser des sources instationnaires rayonnant en écoulement subsonique uniforme en appliquant une transformée de Fourier dans les trois dimensions (x, y, t) , comme cela est fait pour la STSF instationnaire (Hald [105]).

Pour ce qui est de la validation de la méthode proposée, une des principales perspectives de cette thèse serait de compléter cette validation en appliquant cette méthode à d'autres configurations. Il pourrait notamment être intéressant d'étudier le rayonnement d'une source acoustique de type dipolaire en soufflerie, on peut penser par exemple à un cylindre placé dans l'écoulement. En ce qui concerne l'orientation du plan de mesure par rapport à l'écoulement, l'efficacité des propagateurs spatiaux convectés pour un écoulement perpendiculaire au plan hologramme pourrait également être vérifiée. Enfin, l'application de la méthode présentée à la caractérisation de sources aéroacoustiques "réelles" constitue bien évidemment la suite logique de ces travaux. Cela avait été tenté lors d'essais menés dans la soufflerie de recherche *F2* de l'ONERA dans le cadre du projet commun ONERA/DLR LEISA 2, portant sur l'étude du bruit de surface portante. Cependant, ces mesures n'ont pas pu être exploitées car les niveaux mesurés sous le bec de l'aile étudiée n'émergèrent pas suffisamment du bruit de fond et de mesure dans la configuration testée. Une campagne de mesure dédiée permettrait de confirmer les capacités de la méthode, notamment à des fréquences plus hautes correspondant à des applications soufflerie sur maquettes avec effets d'échelle.

Annexes

1 Matériel utilisé pour la campagne de validation

Cette Annexe détaille le matériel utilisé pour la campagne de validation de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme.

1.1 Haut-parleur

Le haut-parleur 2940H de JBL (Midrange compression driver) est un compresseur conçu pour générer de forts niveaux de pression acoustique, supérieurs notamment à 110 dB sur la gamme de fréquence [250 : 3000] Hz (voir Figure A1.1). Les dimensions et les caractéristiques de ce haut-parleur sont présentées Figures A1.2 et A1.3.

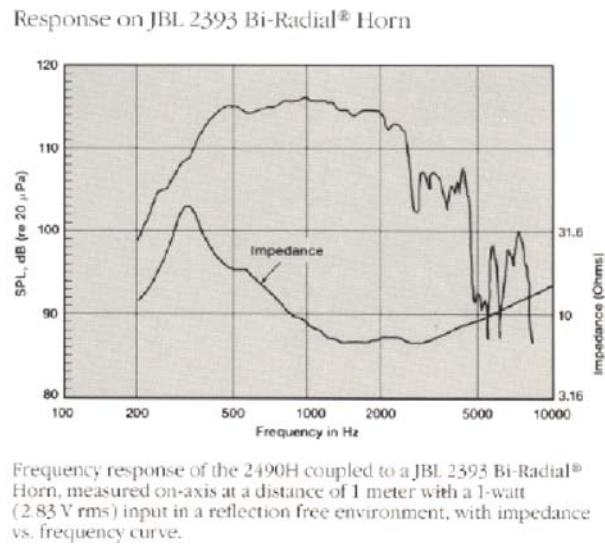


Figure A1.1: Réponse en fréquence du haut-parleur JBL 2490H.

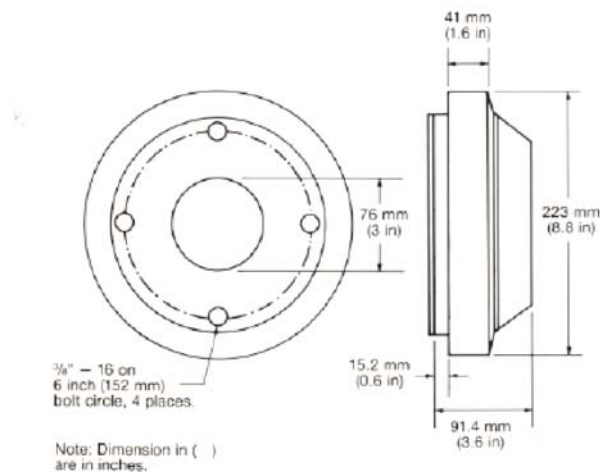


Figure A1.2: Dimensions du haut-parleur JBL 2490H.

Throat Diameter:	76 mm (3 in)
Nominal Impedance:	8 ohms
Minimum Impedance:	6.5 ohms @ 3 kHz
DC Resistance:	4 ohms \pm 10% @ 20°C
Power Rating ¹ :	200 W continuous program
Sensitivity:	115 dB SPL, 1 W @ 1 m, JBL 2393 horn ² 116 dB SPL, 1 W @ 1 m, JBL 2393 horn ² 116 dB SPL, 1 mW on plane wave tube ³
Nominal Efficiency:	20% (250 Hz to 3 kHz)
Frequency Range:	250 Hz to 4 kHz
Recommended Crossover:	250 Hz or higher, 18 dB/octave minimum
Recommended Amplifier Power ⁴ :	300 W into 8 ohms
Diaphragm:	.08 mm (.003 in) pure titanium
Voice Coil Diameter:	100 mm (4 in)
Voice Coil Material:	Edgewound aluminum ribbon
Flux Density:	1.5 T (15,000 gauss)
BL Factor:	14 T m
Polarity:	Positive voltage to black terminal produces diaphragm motion toward phasing plug
Dimensions:	235 mm (9 1/4 in) diameter 100 mm (4 in) depth
Mounting:	3/8 -16 threaded holes, 90° apart on 152 mm (6 in) diameter
Net Weight:	10.2 kg (22.5 lb)

¹Continuous program power is defined as 3 dB greater than continuous pink noise and is a conservative expression of the transducer's ability to handle normal speech and music program material. Continuous pink noise power ratings are tested with a pink noise input having a 6 dB crest factor, with a high pass filter set to the specified lower frequency, for two hours duration.

²Sensitivity measured on-axis in the far field with 2.83 V rms at 8 ohms and referred to a 1 meter distance calculated by inverse square law. Listed sound pressure level (SPL re 20 μ Pa) represents an average over the 250 Hz to 2.5 kHz range.

³As specified by recognized standards organizations, JBL plane wave tube measurements represent the SPL referred to a 25 mm diameter terminated tube, using a 1 mW input signal (0.089 V rms into 8 ohms) swept from 250 Hz to 2.5 kHz. The sensitivity with a 1 W input would be 30 dB greater.

⁴Recommended power amplifier rating is a guide for amplifier selection considering normal program material and line voltage available to amplifiers, although lower power amplifiers may be utilized.

Figure A1.3: Spécifications du haut-parleur JBL 2490H.

1.3 Microphone de référence

Un microphone B&K 1/4" de type 4938 est utilisé comme microphone de référence à 0.12 m à l'aval de l'orifice de la source acoustique (voir Figure A1.6). Ce type de microphone est conçu spécialement pour les mesures acoustiques en parois à fort niveaux sur une large gamme de fréquence (voir Figure A1.7). Les principales caractéristiques de ce microphone sont présentées dans le Tableau A1.1.



Figure A1.6: Microphone de référence (B&K 1/4" 4938).

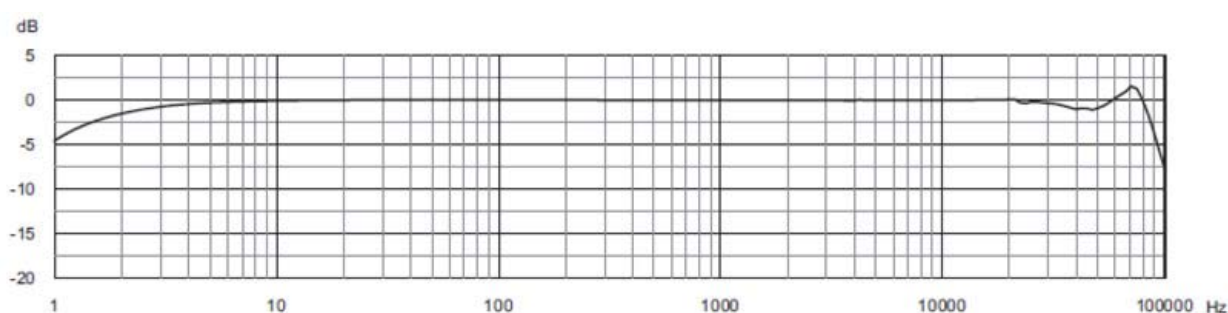


Figure A1.7: Réponse en fréquence du microphone de référence (B&K 1/4" 4938).

Sensibilité	1.6 mV/Pa
Fréquence	[4 : 70000] Hz
Dynamique	[30 : 172] dB
Température	[−40 : 300] °C
Polarisation	200 V externe

TABLE A1.1: Caractéristiques du microphone de référence (B&K 1/4" 4938).

1.4 Mousse de mélamine

La mousse de mélamine est un matériau absorbant acoustique haut de gamme. Les caractéristiques de ce type de mousse sont présentées Tableau A1.2 et Figure A1.8.

Le coffrage utilisé pour fixer le bloc de mousse de mélamine de 0.1 m d'épaisseur en face de la source acoustique au niveau du plancher de la veine d'essai est réalisé en acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur. Le plan de ce coffrage est présenté Figure A1.9.

Matériau	Duromère du groupe des aminoplastes
Masse volumique	11 kg/m ³
Réaction au feu	Ininflammable (M1)
Couleur	Blanche, insensible aux UV
Pourcentage de cellules ouvertes	95 %
Résistance à la compression (40 %)	7 à 20 kPa
Résistance à la traction	120 kPa
Allongement à la rupture	≥ 10%
Température d'utilisation en continu	−60 à +150 °C
Déformation résiduelle 50 %, 23 °C, 72h	10 à 30 %

TABLE A1.2: Caractéristiques de la mousse de mélamine.

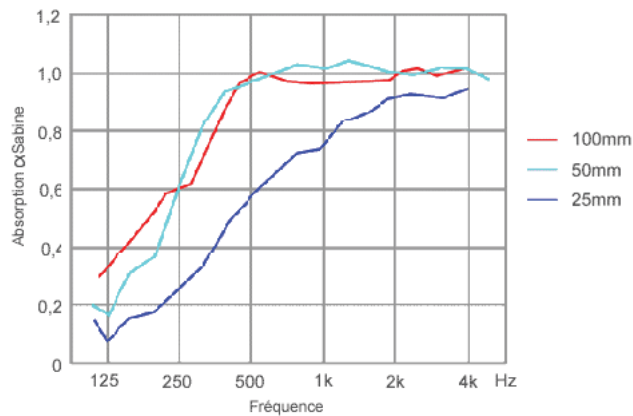


Figure A1.8: Coefficient d'absorption α_{Sabine} de la mousse de mélamine en fonction de la fréquence pour différentes épaisseurs.

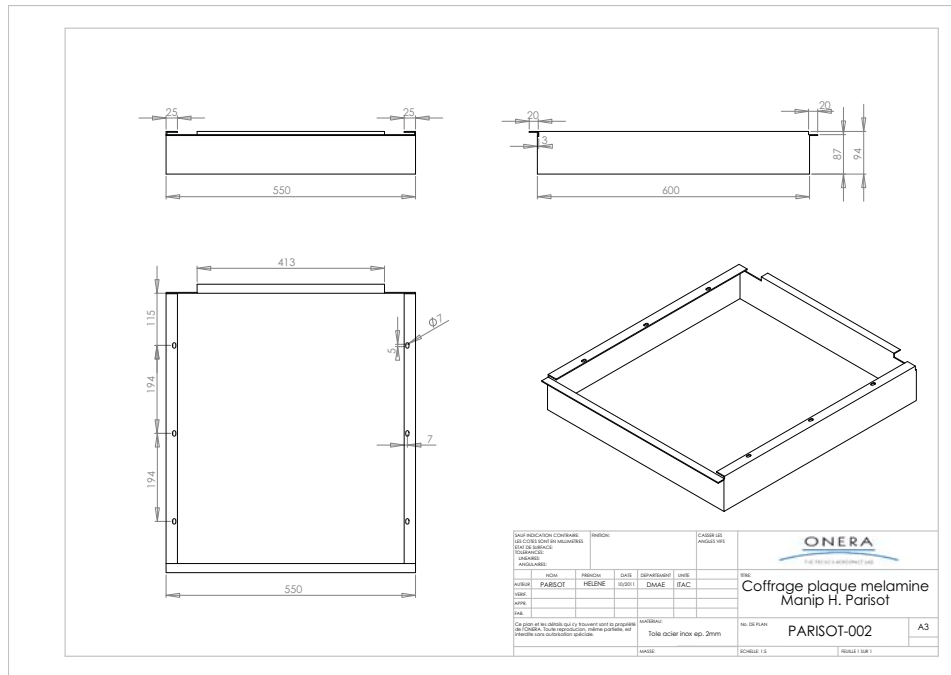


Figure A1.9: Plan du coffrage utilisé pour fixer la mousse de mélamine au niveau du plancher de la veine d'essai.

1.5 Hublots

Les hublots latéraux permettant d’effectuer les mesures LDV au niveau de la source acoustique dans la veine d’essai sont différents côté réception du velocimètre (gauche sens pilote) et côté émission du velocimètre (droite sens pilote).

Le hublot situé côté réception est une vitre de verre blanc collée dans un cadre en PVC fixé sur les longerons de la veine d’essai (voir Figures A1.10 et A1.11).

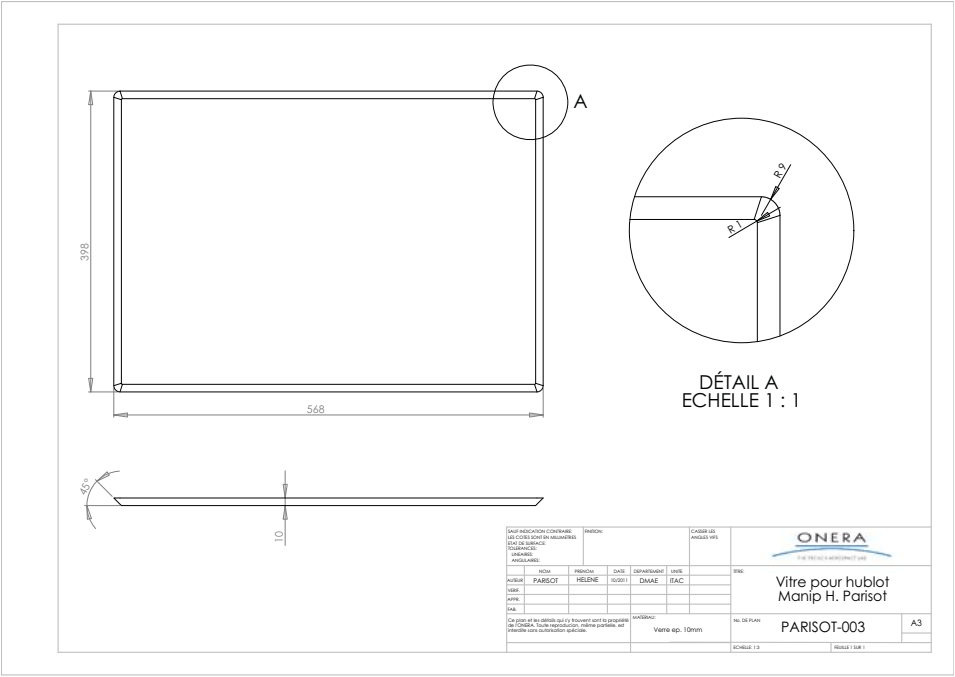


Figure A1.10: Plan du hublot gauche (sens pilote) en verre utilisé pour les mesures LDV.

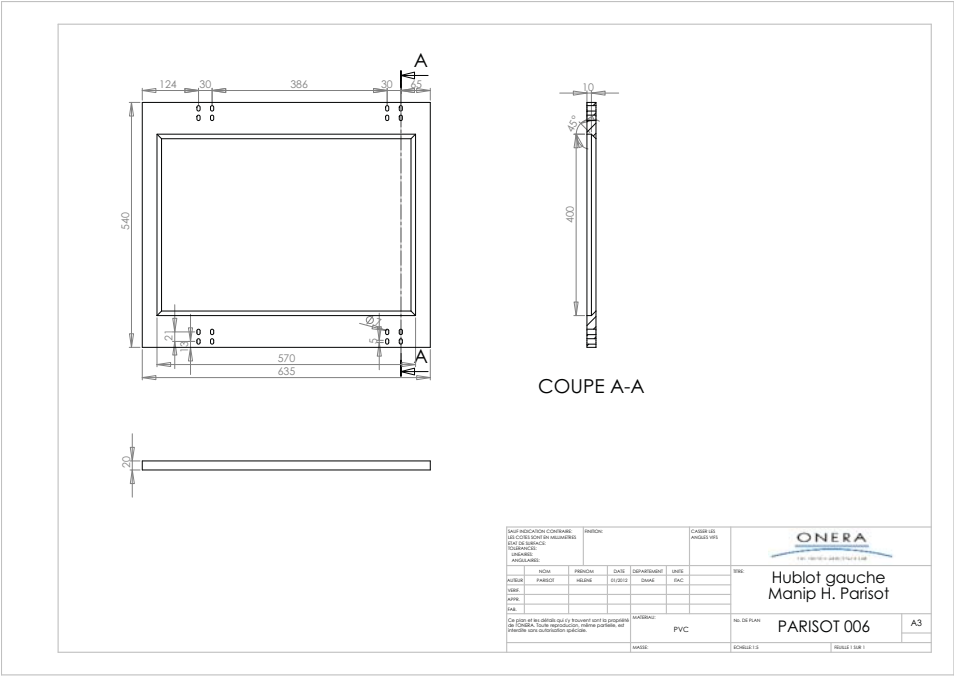


Figure A1.11: Plan du cadre utilisé pour fixer le hublot gauche sur les longerons de la veine d’essai.



L'optique d'émission du vélocimètre laser Doppler développé est réalisée à partir d'un vélocimètre DISA modifié par VORTEX pour recevoir un laser SLIM 532 d'OXXIUS. Le laser SLIM 532 d'OXXIUS est une source laser solide compacte de conception monolithique robuste et présentant un faible bruit optique. Les propriétés de cette source laser sont présentées Figure A1.13.

De même, l'optique de réception du velocimètre laser Doppler développé est une optique Dantec modifiée par VORTEX pour utiliser une fibre optique à connecteur SMA, ce qui la rend compatible avec les boîtiers de photomultiplicateur fabriqués par l'Onera. Cette réception possède une focale de 800 mm, une ouverture de 93 mm, et est placée en diffusion avant avec un angle de diffusion de $\sim 15^\circ$.

Optical Specifications		Comments
SLM version ¹		
Linewidth	< 1 MHz	
Coherence Length	> 50 m	
Wavelength Stability	1 pm	over 8 hours and $\pm 3^{\circ}\text{C}$
Low Noise version ¹		
Linewidth	< 1 nm	
Common Optical Specifications		
Power Stability	< $\pm 1\%$	p-p, over 8 hours and $\pm 3^{\circ}\text{C}$
Optical Noise	< 0.2 %	rms, 10 Hz - 20 MHz
Beam Quality	TEM ₀₀	$M^2 < 1.2$
Beam Diameter ² - power < 150 mW	0.75 mm	1/e ² , at aperture
Beam Diameter - power ≥ 150 mW	0.60 mm	1/e ² , at aperture
Circularity	90 %	
Beam Divergence - power < 150 mW	1.0 mrad	1/e ² full angle
Beam Divergence - power ≥ 150 mW	1.2 mrad	1/e ² full angle
Beam Pointing Stability	5 $\mu\text{rad}/^{\circ}\text{C}$	rms
Polarization Ratio	> 100:1	linear, vertical
System Specifications		
Laser Head		
Operating Temperature	15°C to 45°C	measured at base
Start-up Time	< 10 min	
Dimensions	88 x 44 x 29 mm ³	L x W x H
Controller		
Power Supply Requirements		
Input Voltage	80 - 240 V	50 - 60 Hz
Power Consumption	30 W	
Dimensions	135 x 97 x 30 mm ³	L x W x H
Interfacing	RS-232 or Analog	
Maximum Environmental Ratings		
Storage Temperature	0°C to 60°C	non-operating
Relative Humidity	10 % to 90 %	operating, non-condensing
Resistance to Shock	25 G	11 ms duration
Resistance to Vibration	2.5 G	sinusoidal, 10 to 500 Hz

* Specifications are preliminary for the SLIM-660

¹ Two versions of the SLIM are available:

- a Single Longitudinal Mode (SLM) version, specifically intended for applications such as holography, interferometry or Raman spectroscopy;
- a Low Noise (LN) version, designed for applications that do not rely on a particularly narrow spectrum, such as light scattering or fluorescence analytics;

² At 473 nm, min. = 0.5 mm ; nominal = 0.75 mm ; max. = 1 mm

Figure A1.13: Propriétés du laser SLIM 532 d'OXXIUS.

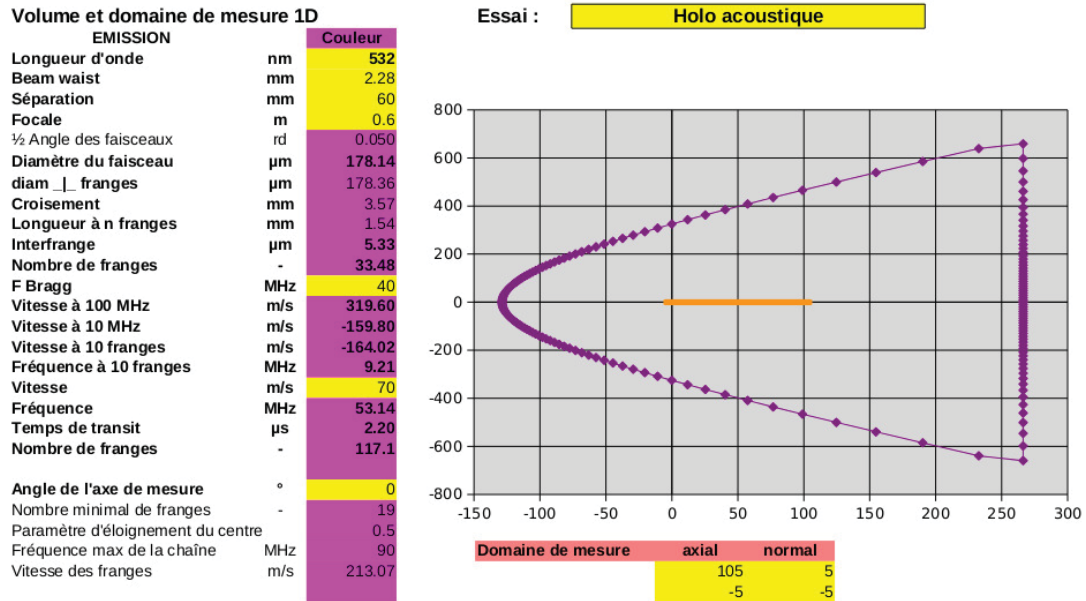


Figure A1.14: Caractéristiques de l'optique d'émission et domaine mesurable par le vélocimètre laser Doppler développé.

1.7 Ensemencement

Les différents éléments permettant d'ensemencer l'écoulement dans la veine d'essai de la soufflerie Juju sont détaillés ci-dessous.

L'ensemencement est introduit au niveau de la porte aval de la chambre de tranquillisation de la soufflerie Juju (voir Figure A1.15). Pour cela, la porte d'origine est remplacée par une porte de même dimension, fendue pour permettre le passage d'une canne d'ensemencement (voir Figure A1.16). La position de cette canne peut ainsi être réglée en hauteur, et peut également coulisser dans un guide pour parcourir la largeur de la chambre de tranquillisation (voir Figure A1.17a). La canne d'ensemencement utilisée a une extrémité en forme de L de manière à permettre d'ensemencer au plus près du plafond de la veine d'essai (voir Figure A1.17b). Elle est reliée à un générateur d'aérosol ATM 210 de TOPAS GmbH permettant d'injecter des gouttelettes de DEHS (DI-(ETHYL-2 HEXYLE) SEBACATE, CAS : 122-62-3) dans la chambre de tranquillisation. Le circuit et les caractéristiques de ce générateur d'aérosol sont présentés Figures A1.18 et A1.19, et Tableau A1.3. Les propriétés de l'aérosol utilisé, le DEHS, sont également détaillées Figure A1.20.

Débit maximal	250 L/h
Autonomie	30 h
Contre-pression maximale	10 bar
Aérosols	DEHS, PAO (Emery 3004)...
Filling amount	75 mL

TABLE A1.3: Caractéristiques du générateur d'aérosol ATM 210.

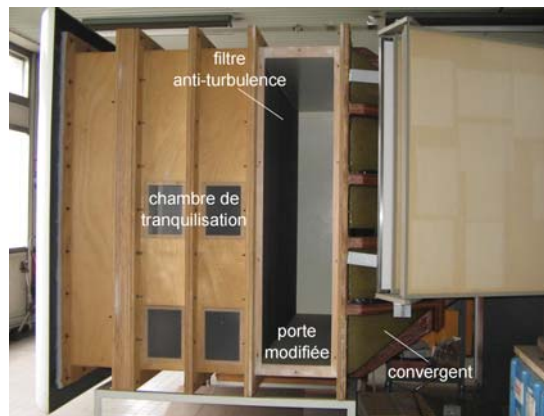


Figure A1.15: Emplacement de la porte de la chambre de tranquillisation modifiée pour l'ensemencement.

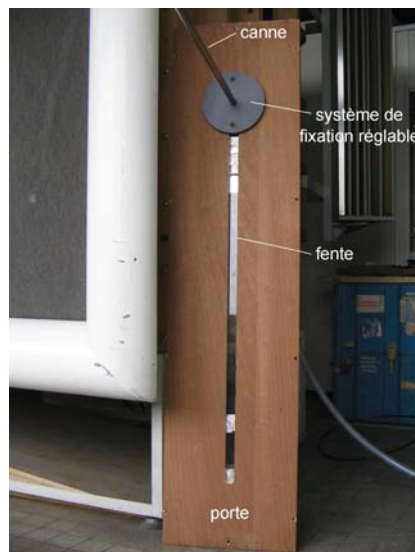


Figure A1.16: Face interne de la porte de la chambre de tranquillisation modifiée pour l'ensemencement.



(a)



(b)

Figure A1.17: Détail du système de fixation réglable (a) et de l'extrémité (b) de la canne d'ensemencement.

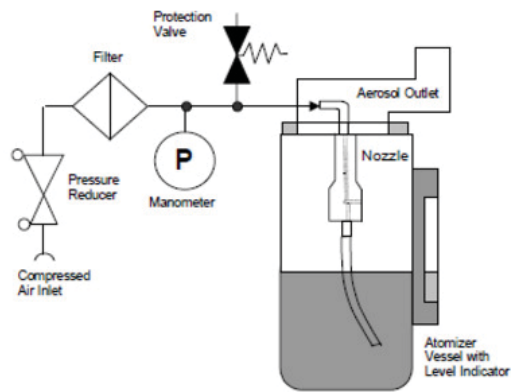


Figure A1.18: Circuit du générateur d'aérosol ATM 210.

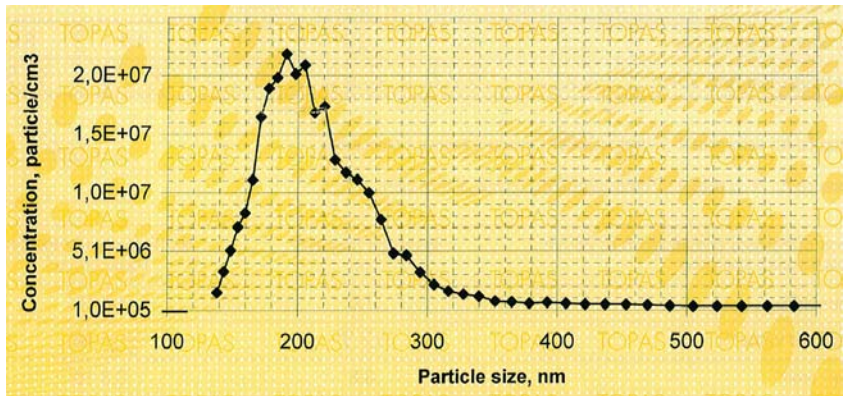


Figure A1.19: Granulométrie du générateur d'aérosol ATM 210.

Specifications		
Name	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat	
CAS-No.	122-62-3	
Formula	C ₂₆ H ₅₀ O ₄	
Molare mass	426.69g/mol	
Density	912kg/m ³	
Dynamic viscosity	22 ... 24 mPa s	
Melting point	225K (-48°C)	
Boiling point	232 - 249°C	
Vapour pressure (293K)	<1Pa	
Flash point	>473K (>200°C)	
Surface tension	3.2 10 ⁻² N/m	
	Refractive index	Wavelength, nm
	1.450	650
	1.452	600
	1.4535	550
	1.4545	500
	1.4585	450

Figure A1.20: Propriétés du DEHS.

1.8 Acquisition

L'optique de réception est reliée par une fibre optique à un photo-multiplicateur XP2020 de Photonis placé derrière un filtre interférentiel de 532 nm. Les caractéristiques de ce photo-multiplicateur sont présentées Figures A1.21 et A1.22. Ce photo-multiplicateur est alimenté sous -1500 V, et sa sortie est directement reliée au processeur de signaux FSA 4000 de TSI.

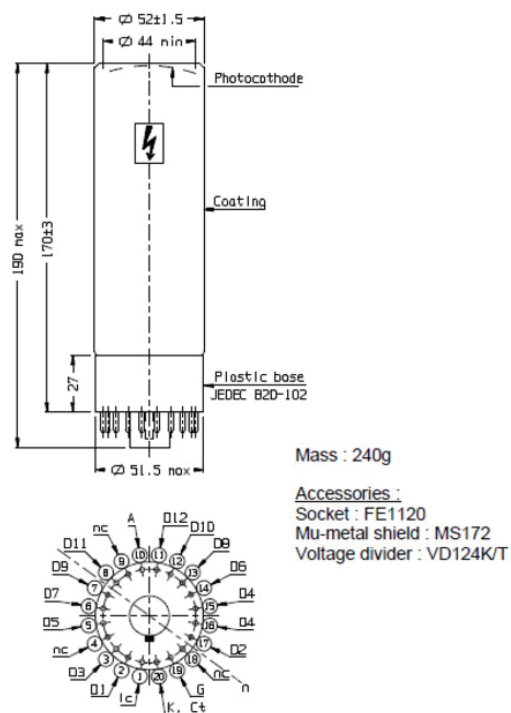


Figure A1.21: Schéma du photo-multiplicateur XP2020 de Photonis.

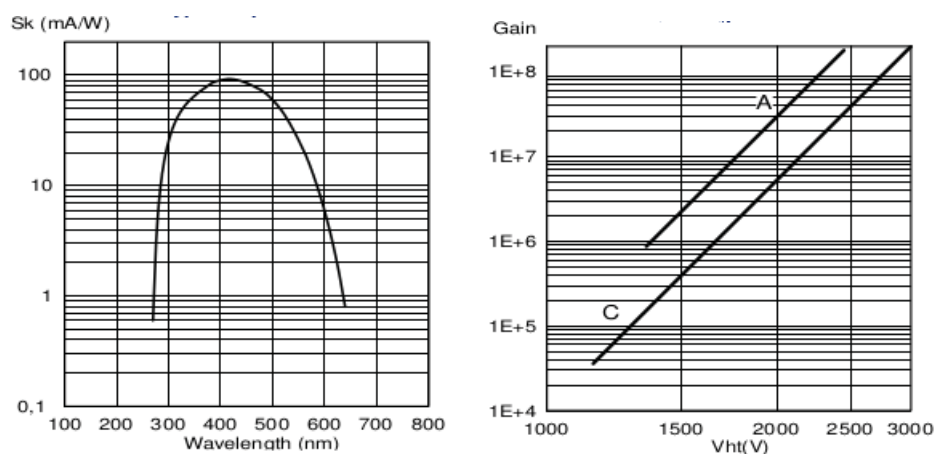


Figure A1.22: Spectre et gain du photo-multiplicateur XP2020 de Photonis.

Pour ce qui est du signal acoustique, un conditionneur 5935L de B&K est également utilisé pour appliquer un gain de 20 dB au signal du microphone de référence. Ce signal amplifié est également acquis simultanément par une des entrées analogique du FSA.

2 Qualification de la source acoustique

Cette Annexe présente la campagne de qualification dans la chambre anéchoïque du DMAE de la source acoustique développée pour la campagne de validation de l'Holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme.

2.1 Chambre anéchoïque du DMAE

La chambre anéchoïque du DMAE a été construite de manière à être entièrement découplée du reste du bâtiment. Cette chambre, de dimensions $8 \times 4 \times 4.5 \text{ m}^3$ ($L \times l \times h$), débouche sur une porte de $1.2 \times 2.1 \text{ m}^2$ ($l \times h$) et présente une fréquence de coupure basse à $\sim 90 \text{ Hz}$. Entièrement reconverte de prismes de mousse absorbante, elle est en permanence régulée en température $[15 : 25] \text{ }^\circ\text{C}$ et en hygrométrie $[30 : 60] \%$, et dispose d'un plancher constitué de grilles métalliques amovibles. Elle est également équipée d'une alimentation en air comprimé de 7 bars et d'une hotte aspirante silencieuse. Cette chambre anéchoïque a un bruit de fond de l'ordre de -30 dB pour des fréquences supérieures à 500 Hz et un coefficient d'absorption de 1 pour les fréquences supérieures à 100 Hz (voir Figures A2.1 et A2.2).

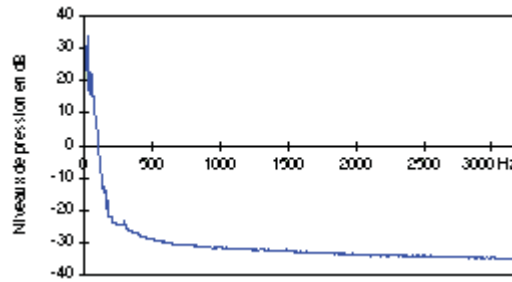


Figure A2.1: Bruit de fond (dB) de la chambre anéchoïque du DMAE en fonction de la fréquence.

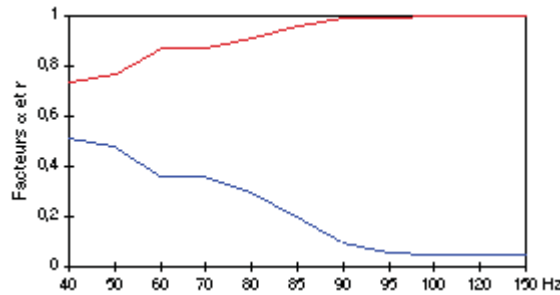


Figure A2.2: Coefficients d'absorption et de réflexion de la chambre anéchoïque du DMAE en fonction de la fréquence.

2.2 Campagne d'essai

La source acoustique développée, composée du haut-parleur, du cône de raccord et de la portion aval du plafond de la veine d'essai décrits dans l'Annexe précédente, a été qualifiée dans cette chambre anéchoïque.

Pour l'ensemble de ces mesures, la génération du signal acoustique est assurée par un générateur B&K de type 1405, utilisé pour émettre un signal sinusoïdal à 2 kHz au niveau du haut-parleur. Le lancement et l'acquisition de la mesure sont effectués par le logiciel Pulse de

B&K. Les différents microphones utilisés sont préalablement calibrés en utilisant un piston-phone B&K de type 4228.

Tout d'abord, des mesures de directivité ont été menées en utilisant des microphones B&K 1/2" de type 4190. Ce type de microphone est conçu spécialement pour les mesures acoustiques de haute précision en champ libre. Ses caractéristiques et sa réponse en fréquence sont présentés Figure A2.3 et Tableau A2.1. Pour ces mesures, la source acoustique est montée sur un support à 1.3 m du sol de la chambre de manière à limiter la pollution des mesures par les réflexions se produisant sur les grilles (voir Figure A2.4a). Plusieurs microphones sont alors placés à hauteur de l'orifice et à différents angles sur un cercle de 1 m de diamètre (voir Figure A2.4b). Le diagramme de directivité obtenu à l'issue de cette campagne est présenté Figure IV.4a.

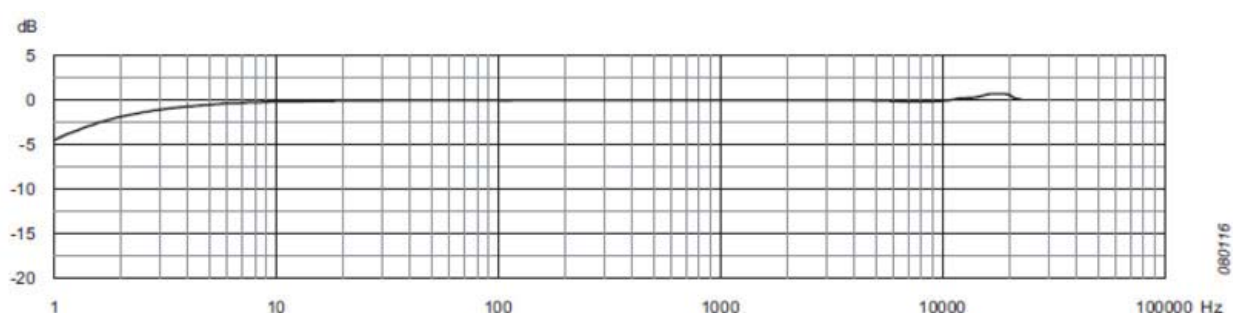


Figure A2.3: Réponse en fréquence du microphone B&K 1/4" 4938.

Sensibilité	50 mV/Pa
Fréquence	[6.3 : 20000] Hz
Dynamique	[14.6 : 146] dB
Température	[−30 : 150] °C
Polarisation	200 V

TABLE A2.1: Caractéristiques du microphone de référence (B&K 1/4" 4938).

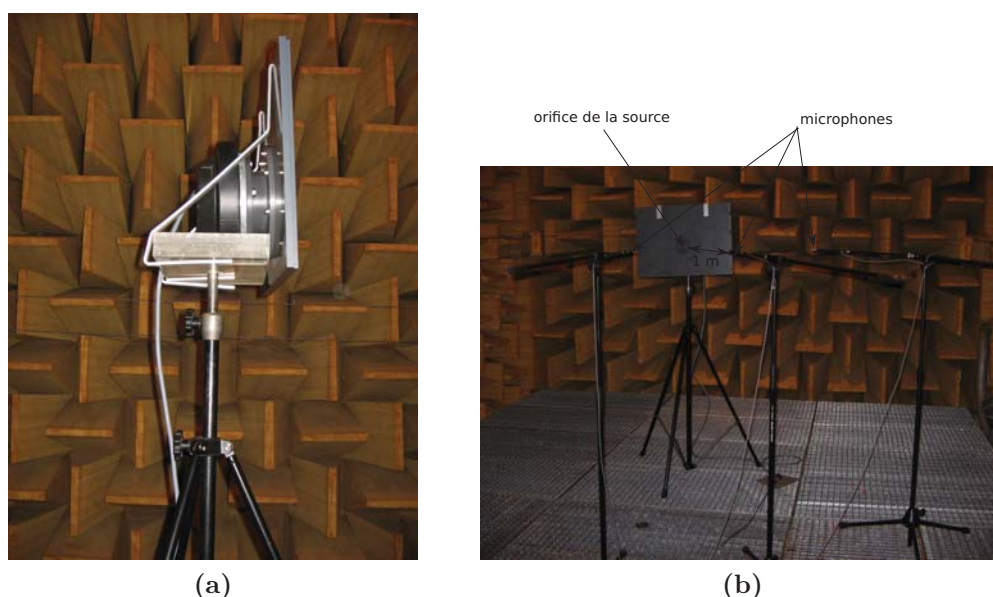


Figure A2.4: Dispositif utilisé pour les mesures de directivité.

Des mesures de niveaux de pression acoustique ont également été menées sur une ligne parallèle et située à 0.05 m de la portion de plafond aval de la veine d'essai, au niveau de l'orifice de la source, dans le but de vérifier les niveaux et le caractère monopolaire de la source acoustique en champ proche. Pour cela, un microphone B&K 1/4" de type 4939 est déplacé tout les 0.02 m le long de cette ligne. Ce type de microphone est particulièrement performant pour les mesures acoustiques de haute précision en champ libre. Ses caractéristiques et sa réponse fréquentielle sont présentés Figure A2.5 et Tableau A2.2. Les résultats obtenus lors de cette campagne sont présentés Figure IV.4b.

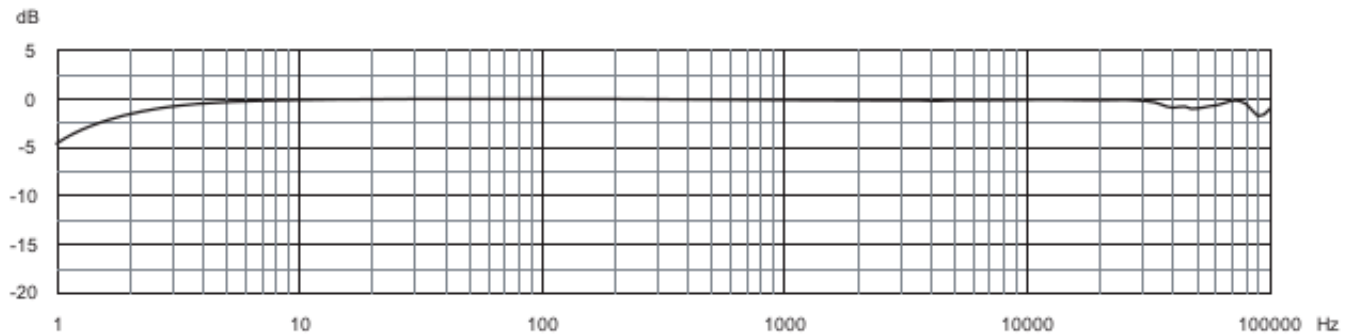


Figure A2.5: Réponse en fréquence du microphone B&K 1/4" 4939.

Sensibilité	4 mV/Pa
Fréquence	[4 : 100000] Hz
Dynamique	[28 : 164] dB
Température	[−40 : 150] °C
Polarisation	200 V externe

TABLE A2.2: Caractéristiques du microphone de référence (B&K 1/4" 4939).

3 Réglages et étalonnage du vélocimètre laser Doppler

Cette Annexe présente de manière succincte les procédures de réglage et d'étalonnage du vélocimètre laser Doppler développé pour la campagne de validation de l'holographie acoustique de champ proche en écoulement subsonique uniforme.

3.1 Réglages

Les faisceaux laser émis par l'optique d'émission étant sensibles aux changements de température, le réglage du vélocimètre laser Doppler développé est vérifié avant chaque campagne de mesure. Pour cela, un microscope placé à une position précise sur le chemin des faisceaux dans la veine d'essai permet de vérifier la position du point de croisement des faisceaux (voir Figure A3.1). La convergence des faisceaux laser ainsi que le réglage de l'optique de réception sont également ajustés.

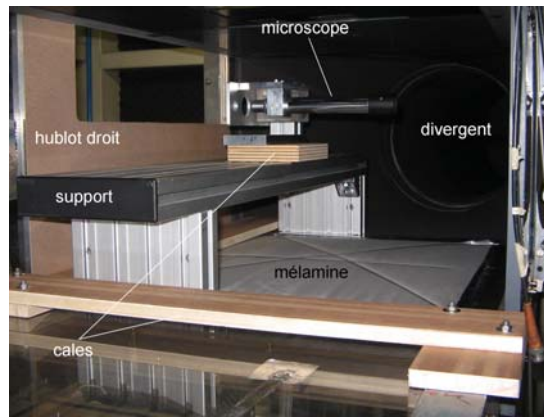


Figure A3.1: Dispositif utilisé pour les réglages du vélocimètre laser Doppler développé.

3.2 Etalonnage

L'étalonnage du vélocimètre laser Doppler développé est effectué au moyen d'un théodolite de type Wild Theomat T2002 de résolution $0.15 \mu\text{rad}$ et d'affichage à $0.17 \mu\text{rad}$, procurant un écart-type de $2.4 \mu\text{rad}$ (voir Figure A3.2). Un théodolite est une lunette montée sur deux axes vertical et horizontal équipés de manière à permettre la lecture des angles de site (dans le plan vertical) et d'azimut (dans le plan horizontal). Cet instrument permet de mesurer l'angle entre les faisceaux laser dans le plan de mesure.

Pour cela, la position de la lunette est d'abord réglée à l'aide d'un miroir réfléchissant et d'une source lumineuse, de manière à être perpendiculaire au hublot de la soufflerie situé côté émission du vélocimètre (voir Figure A3.3). Ensuite, la source lumineuse est éteinte et les angles des faisceaux par rapport au repère de la soufflerie sont mesurés en plaçant successivement chaque faisceau sur l'axe de la lunette (voir Figure A3.4). Une moyenne sur plusieurs mesures successives est utilisée pour assurer la précision de l'angle mesuré. A partir de la mesure de l'angle de chaque faisceau laser, il est possible de déterminer la matrice de changement de base reliant le repère du vélocimètre à celui de la soufflerie et l'interfrange :

$$I = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \quad (1)$$

où θ correspond à l'angle entre les deux faisceaux.



Figure A3.2: Théodolite utilisé pour l'étalonnage du vélocimètre laser Doppler développé.

Figure A3.3: Schéma décrivant la détermination de la direction de référence du théodolite (Lavieille [149]).

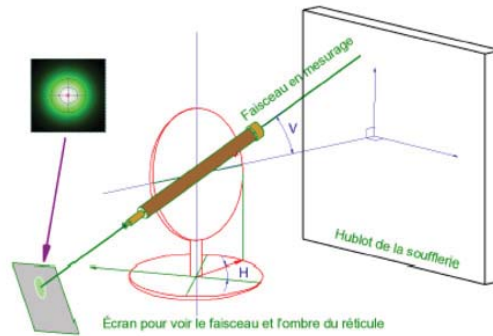


Figure A3.4: Schéma décrivant la mesure de l'angle d'un faisceau laser avec un théodolite (Lavieille [149]).

4 Publications et communications

4.1 Revue à comité de lecture

H. PARISOT-DUPUIS, F. SIMON, E. PIOT AND F. MICHELI. *Non-intrusive planar velocity-based nearfield acoustic holography in a moving fluid medium*. J. Acoust. Soc. Am. (accepté avec corrections mineures).

4.2 Congrès international avec actes

H. PARISOT-DUPUIS, F. SIMON AND E. PIOT. Nearfield acoustic holography in wind tunnel by velocity LDV measurements. In *Acoustics 2012*, Nantes, FRANCE (2012).

H. PARISOT-DUPUIS, F. SIMON AND E. PIOT. Aeroacoustic sources localization by means of nearfield acoustic holography adapted to wind tunnel condition. In *InterNoise 2011*, Osaka, JAPAN (2011).

4.3 Autres communications

Rencontres MOTAR, 5 & 6 juin 2012, Toulouse, FRANCE

Journées IROQUA, 17 & 18 novembre 2011, Paris, FRANCE

Journées des Doctorants ONERA, 21 & 22 janvier 2010, 24 & 25 janvier 2011 et 30 & 31 janvier 2012, Toulouse, FRANCE

Références bibliographiques

- [1] D. P. LOCKARD AND G. M. LILLEY. *The Airframe Noise Reduction Challenge*. NASA/TM2004213013 (2004). 1
- [2] P. ARGÜELLES, J. LUMSDEN, M. BISCHOFF, D. RANQUE, P. BUSQUIN, S. RASMUSSEN, B. DROSTE, P. REUTLINGER, S. R. EVANS, S. R. ROBINS, W. KRÖLL, H. TERHO, J.-L. LAGADÈRE, A. WITLLOV, AND A. LINA. *European aeronautics : a vision for 2020*. Report of the Group of personalities (2001). 1
- [3] *Iroqua : Initiative de recherche pour l'optimisation acoustique aéronautique*. <http://www.iroqua.net>. 1
- [4] P. T. SODERMAN AND S. C. NOBLE. *Directional Microphone Array for Acoustic Studies of Wind Tunnel Models*. J. Aircraft **12**, 168–173 (1975). 1, 15
- [5] E. G. WILLIAMS, J. D. MAYNARD, AND E. SKUDRZYK. *Sound source reconstructions using a microphone array*. J. Acoust. Soc. Am. **68** (1), 340–344 (1980). 1, 13
- [6] E. G. WILLIAMS AND J. D. MAYNARD. *Holographic Imaging without the wavelength resolution limit*. Phys. Rev. Lett. **45**, 554–557 (1980). 1, 13
- [7] H.-S. KWON, Y. NIU, AND Y.-J. KIM. *Planar nearfield acoustical holography in moving fluid medium at subsonic and uniform velocity*. J. Acoust. Soc. Am. **128** (4), 1823–1832 (2010). iv, 1, 2, 24, 25, 58, 59, 67, 75, 82, 153
- [8] *Wikipedia : Histoire de l'aviation*. http://fr.wikipedia.org/wiki/Histoire_de_l'aviation. iii, 7
- [9] *Advocnar : Association de défense contre les nuisances aériennes*. <http://www.advocnar.fr>. iii, 8
- [10] M. GOLDSTEIN. *Aeroacoustics*. Mc Graw Hill International (1976). 8
- [11] G. REBOUL. *Modélisation du bruit à large bande de soufflante de turboréacteur*. Thèse de Doctorat, Ecole centrale de Lyon (2010). 8
- [12] Y. J. MOON, J.-H. SEO, S.-R. KOH, AND Y. CHO. *Aeroacoustic tonal noise prediction of open cavity flows involving feedback*. Comput. Mech **31**, 359–366 (2003). iii, 8, 9
- [13] R. BALLESTEROS-TAJADURA, S. VELARDE-SUÁREZ, AND J. P. HURTADO-CRUZ. *Noise prediction of a centrifugal fan : Numerical results and experimental validation*. J. Fluids Eng. **130** (2008). 9
- [14] M. R. KHORRAMI. *Understanding slat noise sources*. Colloquium EUROMECH **449** (2003). iii, 9
- [15] R.D. SANDBERGA, L.E.JONESA, N.D.SANDHAMA, AND P.F.JOSEPH. *Direct numerical simulations of tonal noise generated by laminar flow past airfoils*. J. Sound Vib. **320**, 838–858 (2008). iii, 9
- [16] R.F. JONES. *Aeroacoustics of aeolian tones and effects of periodic holes*. In *16th Australasian Fluid Mechanics Conference*, pages 684–690 (2007). 9
- [17] X. GLOERFELT, C. BAILLY, AND D. JUVÉ. *Calcul direct du rayonnement acoustique d'un écoulement affleurant une cavité*. C. R. Acad. Sci. Paris **t. 328, Série II b**, 625–631 (2000). 9

- [18] P. JORDAN AND Y. GERVAIS. *Subsonic jet aeroacoustics : associating experiment, modelling and simulation*. Exp Fluids **44**, 1–21 (2008). [10](#)
- [19] M. LEE AND J. S. BOLTON. *A one-step patch near-field acoustical holography procedure*. J. Acoust. Soc. Am. **122** (3), 1662–1670 (2007). [iii](#), [10](#), [20](#), [24](#)
- [20] T. SUZUKI. *Identification of multipole noise sources in low mach number jets near the peak frequency*. J. Acoust. Soc. Am. **119**(6), 3649–3659 (2006). [10](#)
- [21] C. K.W. TAM. *Jet noise : Since 1952*. Theoret. Comput. Fluid Dynamics **10**, 393–405 (1998). [10](#)
- [22] D. LONG AND S. MARTENS. Simultaneous noise and performance measurements for high speed jet noise reduction technologies. In *ASME Turbo Expo* (2009). GT2009-59073. [10](#), [24](#)
- [23] K. KINZIE, B. HENDERSON, J. WHITMIRE, AND A. ABEYSINGHE. Fluidic chevrons for jet noise reduction. In *ACTIVE 04* (2004). [10](#)
- [24] D. LONG, J. PETERS, AND M. ANDERSON. Evaluating turbofan exhaust noise and source characteristics from near field measurements. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2009). AIAA 2009-3214. [10](#), [24](#)
- [25] M. SAMIMY, J.-H. KIM, J. KASTNER, I. ADAMOVICH, AND Y. UTKIN. *Active control of a mach 0.9 jet for noise mitigation using plasma actuators*. AIAA J. **45**, No. 4, 890–901 (2007). [10](#)
- [26] N. H. SAIYED, K. L. MIKKELSEN, AND J. E. BRIDGES. *Acoustics and thrust of separate-flow exhaust nozzles with mixing devices for high-bypass-ratio engines*. NASA/TM2000-209948 (2000). [10](#)
- [27] R.J. ASTLEY, R. SUGIMOTO, AND P. MUSTAFI. *Computational aero-acoustics for fan duct propagation and radiation. current status and application to turbofan liner optimisation*. J. Sound Vib. **330**, 3832–3845 (2011). [10](#)
- [28] L. KOOP, K. EHRENFRIED, AND A. DILLMANN. Reduction of flap side-edge noise : Passive and active flow control. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2004). AIAA 2004-2803. [11](#)
- [29] M. R. KHORRAMI AND M. M. CHOUDHARI. *Application of passive porous treatment to slat trailing edge noise*. NASA/TM-2003-212416 (2003). [iii](#), [11](#)
- [30] T. KNACKE AND F. THIELE. Slat noise reduction using steady suction. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2008). AIAA 2008-17. [11](#)
- [31] W. M. DOBRZYNSKI, BRITTA SCHÖNING, L. C. CHOW, C. WOOD, M. SMITH, AND C. SEROR. Design and testing of low noise landing gears. In *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2005). [11](#)
- [32] B. B. BRENDEN. *Acoustical holography*. J. Phys. E : Sci. Instrum. **8** 885 (1975). [12](#)
- [33] D.H. JOHNSON AND D.E. DUDGEON. *Array signal processing : Concepts and techniques*. PRENTICE HALL (1993). [iii](#), [12](#), [14](#), [24](#)
- [34] J. BILLINGSLEY AND R. KINNS. *The acoustic telescope*. J. Sound Vib. **48** (4), 485–510 (1976). [12](#), [13](#)
- [35] P. SIJTSMA. *Experimental techniques for identification and characterisation of noise sources*. National Aerospace Laboratory NLR, **NLR-TP-2004-165** (2004). [iii](#), [12](#), [13](#), [14](#), [15](#)
- [36] H.V. FUCHS. *On the application of acoustic "mirror", "telescope" and "polar correlation" techniques to jet noise source location*. J. Sound Vib. **58** (1), 117–126 (1978). [12](#)
- [37] J. D. MAYNARD, E. G. WILLIAMS, AND Y. LEE. *Nearfield acoustic holography : I. Theory of generalized holography and the development of NAH*. J. Acoust. Soc. Am. **78** (4), 1395–1411 (1985). [13](#), [19](#), [20](#), [47](#)
- [38] W. A. VERONESI AND J. D. MAYNARD. *Nearfield acoustic holography : II. Holographic*

- reconstruction algorithms and computer implementation.* J. Acoust. Soc. Am. **81** (5), 1307–1322 (1987). [iv](#), [13](#), [19](#), [21](#), [22](#), [47](#), [54](#), [82](#)
- [39] T. PADOIS, V. GRAVELINE, C. PRAX, AND V. VALEAU. Localization of stationary sound sources in flows by using a time-reversal method. In *20th International Congress on Acoustics* (2010). [13](#)
- [40] A. DENEUVE, P. DRUAULT, R. MARCHIANO, AND P. SAGAUT. *A coupled time-reversal/complex differentiation method for aeroacoustic sensitivity analysis : towards a source detection procedure.* J. Fluid Mech. **642**, 181–212 (2010). [13](#)
- [41] U. MICHEL. History of acoustic beamforming. In *1st Berlin Beamforming Conference (BeBeC)* (2006). [13](#)
- [42] E. G. WILLIAMS. *Fourier Acoustics : Sound Radiation and Nearfield Acoustic Holography.* Academic Press, San Diego (1999). [iv](#), [v](#), [13](#), [19](#), [20](#), [21](#), [22](#), [47](#), [49](#), [50](#), [56](#)
- [43] B. GINN, J. J. CHRISTENSEN, J. HALD, J. MØRKHOLT, A. SCHUHMACHER, AND C. BLAABJERG. A review of array techniques for noise source location. In *10th International Congress on Sound and Vibration (ICSV10)* (2003). [iii](#), [14](#)
- [44] W. F. KING AND D. BECHERT. *On the sources of wayside noise generated by high-speed trains.* J. Sound Vib. **66**, 311–332 (1979). [14](#)
- [45] B. BARSIKOW AND W. F. KING. *On removing the Doppler shift from array measurements of railway noise.* J. Sound Vib. **120**, 190–196 (1987). [14](#)
- [46] G. P. HOWELL, A. J. BRADLEY, M. A. MCCORMICK, AND J. D. BROWN. *De-dopplerization and acoustic imaging of aircraft flyover noise measurements.* J. Sound Vib. **105**, 151–167 (1986). [14](#)
- [47] D. BLACODON, M. CAPLOT, AND G. ÉLIAS. A source localization technique for helicopter rotor noise. In *11th Aeroacoustics Conference* (1987). AIAA-1987-2743. [14](#)
- [48] S. BRÜHL AND K.-P. SCHMITZ. Noise source localization on high-speed trains using different array types. In *Internoise 93* (1993). [14](#)
- [49] Y. TAKANO, K. TEREDA, E. AIZAWA, A. IIDA, AND H. FUJITA. Development of a 2-dimensional microphone array measurement system for noise sources of fast moving vehicles. In *Internoise 92* (1992). [14](#)
- [50] G. ÉLIAS. Source localization with a two-dimensional focussed array : optimal signal processing for a cross-shaped array. In *Internoise 95* (1995). [15](#)
- [51] U. MICHEL, B. BARSIKOW, B. HAVERICH, AND M. SCHÜTTPELZ. Investigation of airframe and jet noise in high-speed flight with a microphone array. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (1997). AIAA-1997-1596. [iii](#), [15](#)
- [52] J.-F. PIET, G. ÉLIAS, AND P. LEBIGOT. Localization of acoustic source from a landing aircraft with a microphone array. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit* (1999). AIAA-1999-1811. [15](#)
- [53] W. M. HUMPHREYS JR., T. F. BROOKS, W. W. HUNTER JR., AND K. R. MEADOWS. Design and use of microphone directional arrays for aeroacoustic measurements. In *36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (1998). AIAA-1998-471. [15](#), [16](#), [32](#)
- [54] Z. LI AND R. DURAISWAMI. *Flexible and Optimal Design of Spherical Microphone Arrays for Beamforming.* IEEE Trans. Audio Speech Lang. Proc. **Vol. 15, No. 2** (2007). [15](#)
- [55] U. MICHELA, B. BARSIKOW, P. BÖHNINGA, AND M. HELLMIG. Localisation of moving sound sources with phased microphone arrays. In *Internoise 2004* (2004). [15](#), [33](#)
- [56] R. P. DOUGHERTY. *Beamforming in acoustic testing, Part. 2 in Aeroacoustic Measurements.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York (2002). [15](#), [16](#), [25](#)
- [57] R. P. DOUGHERTY. Advanced Time-domain Beamforming Techniques. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2004). AIAA 2004-2955. [15](#)
- [58] J. BULTÉ. Acoustic Array Measurements in Aerodynamic Wind Tunnels : a Subspace

- Approach for Noise Suppression. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2007). AIAA 2007-3446. 15
- [59] D. BLACODON. *Spectral estimation method for noisy data using a noise reference*. Appl. Acoust. **72**, 11–21 (2011). 15
- [60] S. GUIDATI, C. BRAUER, AND S. WAGNER. The Reflection Cancellor - Phased Array Measurements in a Reverberating Environment. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2002). AIAA-2002-2462. 16
- [61] J.-C. PASCAL AND J.-F. LI. Use of double layer beamforming antenna to identify and locate noise sources in cabins. In *Euronoise 2006* (2006). 16
- [62] C. BAHR, N. ZAWODNY, T. YARDIBI, F. LIU, D. WETZEL, B. BERTOLUCCI, AND L. CATTAFESTA. Shear layer correction validation using a non-intrusive acoustic point source. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2010). AIAA-2010-3735. 16
- [63] T. PADOIS, C. PRAX, AND V. VALEAU. Traitement d'antenne appliqué aux mesures en soufflerie : Prise en compte des effets de lécoulement sur la propagation au moyen dun modèle numérique. In *10ème Congrès Français d'Acoustique* (2010). 16
- [64] L. KOOP AND K. EHRENFRIED. Investigation of the systematic phase mismatch in microphone-array Analysis. In *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2005). AIAA-2005-2962. iii, 16
- [65] P. SIJTSMA. Greens Functions for In-Duct Beamforming Applications. In *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2012). AIAA 2012-2248. 16
- [66] Y. PENE, V. FLEURY, D. C. MINCU, AND C. POLACSEK. CAA-based acoustic beamforming for noise identification in complex media. In *Acoustics 2012*, pages 1365–1369 (2012). 16
- [67] R. P. DOUGHERTY AND R. W. STOKER. Sidelobe suppression for phased array aerodynamic measurements. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (1998). AIAA-1998-2242. 17
- [68] P. SIJTSMA. *CLEAN based on spatial source coherence*. Int. J. Aeroac. **Vol. 6, No. 4**, 357–374 (2007). 17
- [69] R. P. DOUGHERTY AND G. G. PODBOY. Improved Phased Array Imaging of a Model Jet. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2009). AIAA 2009-3186. 17
- [70] T. F. BROOKS AND W. M. HUMPHREYS JR. A Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources (DAMAS) Determined from Phased Microphone Arrays. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2004). AIAA 2004-2954. 17
- [71] T. F. BROOKS AND W. M. HUMPHREYS JR. Extension of DAMAS Phased Array Processing for Spatial Coherence Determination (DAMAS-C). In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2006). AIAA 2006-2654. 17
- [72] R. P. DOUGHERTY. Extensions of DAMAS and Benefits and Limitations of Deconvolution in Beamforming. In *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2005). AIAA 2005-2961. 17
- [73] K. EHRENFRIED AND L. KOOP. A comparison of iterative deconvolution algorithms for the mapping of acoustic sources. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2006). AIAA 2006-2711. 17
- [74] V. FLEURY AND J. BULTE. *Extension of deconvolution algorithms for the mapping of moving acoustic sources*. J. Acoust. Soc. Am. **129 (3)**, 1417–1428 (2011). 17
- [75] D. BLACODON AND G. ELIAS. Level estimation of extended acoustic sources using an array of microphones. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit* (2003). AIAA 2003-3199. 17
- [76] U. MICHEL AND S. FUNKE. Noise source analysis of an aeroengine with a new inverse method sodix. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2008). AIAA 2008-2860.

- 17
- [77] D.F. LONG. Acoustic source location in wind tunnel tests via subspace beamforming. In *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2003). AIAA 2003-369. 17
 - [78] C. EL KASSIS, J. PICHERAL, AND C. MOKBEL. *Advantages of nonuniform arrays using root-MUSIC*. Sig. Proc. **90**, 689–695 (2010). 17
 - [79] E. SARRADJ. *A fast signal subspace approach for the determination of absolute levels from phased microphone array measurements*. J. Sound Vib. **329**, 1553–1569 (2010). 17
 - [80] T. SUZUKI. Generalized inverse beam-forming algorithm resolving coherent/incoherent, distributed and multipole sources. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2008). AIAA 2008-2954. 17
 - [81] P. JORDAN, J. A. FITZPATRICK, AND J.-C. VALIÈRE. *Measurement of an aeroacoustic dipole using a linear microphone array*. J. Acoust. Soc. Am. **111** (3), 1267–1273 (2002). 18
 - [82] Y. LIU, A. R. QUAYLE, A. P. DOWLING, AND P. SIJTSMA. *Beamforming correction for dipole measurement using two-dimensional microphone arrays*. J. Acoust. Soc. Am. **124**(1), 182–191 (2008). 18
 - [83] C. BOUCHARD, D. I. HAVELOCK, AND M. BOUCHARD. *Beamforming with microphone arrays for directional sources*. J. Acoust. Soc. Am. **125** (4), 2098–2104 (2009). 18
 - [84] T. SUZUKI. *L1 generalized inverse beam-forming algorithm resolving coherent/incoherent, distributed and multipole sources*. J. Sound Vib. **330**, 5835–5851 (2011). iv, 18
 - [85] P.A.G. ZAVALA, W. DE ROECK, K. JANSSENS, J.R.F. ARRUDA, P. SAS, AND W. DESMET. *Generalized inverse beamforming with optimized regularization strategy*. Mech. Syst. Sig. Proc. **25**, 928–939 (2011). 18
 - [86] P.-A. GAUTHIER, C. CAMIER, Y. PASCO, A. BERRY, E. CHAMBATTE, R. LAPOINTE, AND M.-A. DELALAY. *Beamforming regularization matrix and inverse problems applied to sound field measurement and extrapolation using microphone array*. J. Sound Vib. **330**, 5852–5877 (2011). 18
 - [87] S. GADE, J. J. CHRISTENSEN, J. HALD, J. MORKHOLT, A. SCHUHMACHER, AND C. BLAABJERG. A Review of Array Techniques for Noise Source Location. In *JSAE Spring Convention* (2003). iv, 19
 - [88] W. A. VERONESI AND J. D. MAYNARD. *Digital holographic reconstruction of sources with arbitrary shaped surfaces*. J. Acoust. Soc. Am. **85**, 588–598 (1989). 20
 - [89] M. R. BAI. *Application of BEM (boundary element method)-based acoustic holography to radiation analysis of sound sources with arbitrarily shaped geometries*. J. Acoust. Soc. Am. **92** (1), 533–549 (1992). 20
 - [90] R. STEINER AND J. HALD. *Near-field Acoustical Holography without the Errors and Limitations Caused by the Use of Spatial DFT*. Int. J. Acoust. Vib. **6** (2), 83–89 (2001). 20
 - [91] K. SAIJYOU AND S. YOSHIKAWA. *Reduction methods of the reconstruction error for large-scale implementation of near-field acoustical holography*. J. Acoust. Soc. Am., **110** (4), 2007–2023 (2001). iv, 20, 21
 - [92] E. G. WILLIAMS, B. H. HOUSTON, AND P. C. HERDIC. *Fast Fourier transform and singular value decomposition formulations for patch nearfield acoustical holography*. J. Acoust. Soc. Am. **114** (3), 1322–1333 (2003). 20
 - [93] A. SARKISSIAN. *Extension of measurement surface in near-field acoustic holography*. J. Acoust. Soc. Am. **115** (4), 1593–1596 (2003). 20
 - [94] J.-H. THOMAS AND J.-C. PASCAL. *Wavelet preprocessing for lessening truncation effects in nearfield acoustical holography*. J. Acoust. Soc. Am. **118** (2), 851–860 (2005). 20
 - [95] R. SCHOLTE, I. LOPEZ, N. B. ROOZEN, AND H. NIJMEIJER. *Truncated aperture*

- extrapolation for Fourier-based near-field acoustic holography by means of border-padding. *J. Acoust. Soc. Am.* **125** (6), 3844–3854 (2009). [21](#)
- [96] P. A. NELSON AND S. H. YOON. *Estimation of acoustic source strength by inverse methods : PART I, Conditioning of the inverse problem.* *J. Sound Vib.* **233**(4), 643–668 (2000). [21](#)
- [97] S. H. YOON AND P. A. NELSON. *Estimation of acoustic source strength by inverse methods : PART II, Experimental investigation of methods for choosing regularization parameters.* *J. Sound Vib.* **233**(4), 669–705 (2000). [21](#)
- [98] E. G. WILLIAMS. *Regularization methods for near-field acoustical holography.* *J. Acoust. Soc. Am.* **110** (4), 1976–1988 (2001). [21](#), [155](#)
- [99] R. SCHOLTE, B. ROOZEN, AND I. LOPEZ. Regularization in PNAH by means of L-curve. In *Forum Acusticum* (2005). [21](#), [155](#)
- [100] R. SCHOLTE, I. LOPEZ, N. B. ROOZEN, AND H. NIJMEIJER. *Wavenumber Domain Regularization for Near-Field Acoustic Holography by Means of Modified Filter Functions and Cut-Off and Slope Iteration.* *Acta Acustica United With Acustica* **94**, 339–348 (2008). [22](#)
- [101] J. GOMES AND P.C. HANSEN. A study on regularization parameter choice in Near-field Acoustical Holography. In *Acoustics 08*, pages 2875–2880 (2008). [22](#)
- [102] V. MARTIN AND T. LE BOURDON. *Indépendance de l'adaptation du propageur et de la régularisation en holographie acoustique.* 10ème Congrès Français d'Acoustique (2010). [22](#)
- [103] J. HALD. *STSF-A unique technique for scan-based nearfield acoustical holography without restriction on coherence.* *Brüel & Kjær Technical Review* **1** (1989). [22](#), [96](#)
- [104] M. NAKAMURA, T. KOMINE, M. TSUCHIYA, AND J. HALD. *Measurement of Aerodynamic Noise using STSF.* *Brüel & Kjær Application Note* (1993). [22](#)
- [105] J. HALD. *Non-stationary STSF.* *Brüel & Kjær Technical Review* **1** (2000). [22](#), [155](#)
- [106] H.-S. KWON, Y.-J. KIM, AND J. S. BOLTON. *Compensation for source nonstationarity in multireference, scan-based near-field acoustical holography.* *J. Acoust. Soc. Am.* **113** (1), 360–368 (2002). [22](#)
- [107] S. PAILLASSEUR. *Développement de la technique d'holographie acoustique de champ proche temps-réel pour l'analyse de sources de bruit fluctuantes.* Thèse de Doctorat, Université du Maine (2009). [23](#)
- [108] H.-S. KWON AND Y.-H. KIM. *Moving frame technique for planar acoustic holography.* *J. Acoust. Soc. Am.* **103** (4), 1734–1741 (1998). [23](#)
- [109] S.-H. PARK AND Y.-H. KIM. *An improved moving frame acoustic holography for coherent bandlimited noise.* *J. Acoust. Soc. Am.* **104** (6), 3179–3189 (1998). [23](#)
- [110] S.-H. PARK AND Y.-H. KIM. *Effects of the speed of moving noise sources on the sound visualization by means of moving frame acoustic holography.* *J. Acoust. Soc. Am.* **108** (6), 2719–2728 (2000). [23](#)
- [111] S.-H. PARK AND Y.-H. KIM. *Visualization of pass-by noise by means of moving frame acoustic holography.* *J. Acoust. Soc. Am.* **110** (5), 2326–2339 (2001). [iv](#), [23](#)
- [112] M. LEE, J. S. BOLTON, AND L. MONGEAU. *Application of cylindrical near-field acoustical holography to the visualization of aeroacoustic sources.* *J. Acoust. Soc. Am.* **114** (2), 842–858 (2003). [23](#)
- [113] Y.-J. KIM, J. S. BOLTON, AND H.-S. KWON. *Partial sound field decomposition in multireference near-field acoustical holography by using optimally located virtual references.* *J. Acoust. Soc. Am.* **115** (4), 1641–1652 (2004). [23](#)
- [114] M. LEE AND J. S. BOLTON. *Scan-based near-field acoustical holography and partial field decomposition in the presence of noise and source level variation.* *J. Acoust. Soc. Am.*

- 119** (1), 382–393 (2006). [24](#)
- [115] D. F. LONG. Evaluation of Jet and Shock Cell Noise via Acoustic Holography. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2008). AIAA 2008-5. [24](#)
- [116] T. McDONALD D. LONG AND P. MAYE. Effect of Inlet Flow Conditions on Noise and Performance of Supersonic Nozzles. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2010). AIAA 2010-3920. [24](#)
- [117] D. LONG. Flight Effects on Supersonic Jet : Noise, Thrust, Source Distribution and Shock Patterns. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting* (2010). AIAA 2010-472. [24](#)
- [118] M. M. JAMES, J. M. DOWNING, AND K. L. GEE. Development of a near-field acoustical holography system for aircraft jet source noise measurements. In *INTERNOISE 2009* (2009). [24](#)
- [119] M. M. JAMES AND K. L. GEE. *Aircraft Jet Plume Source Noise Measurement System*. Sound Vib. (2010). [iv](#), [24](#)
- [120] R. J. RUHALA AND D. C. SWANSON. Planar near-field acoustical holography in a moving medium. J. Acoust. Soc. Am. **112** (2), 420–429 (2002). [25](#)
- [121] M. VILOT, J. ROLAND, AND G. CHAVÉRIAT. Plane acoustical holography in a reverberant environment. In *Internoise 88*, pages 229–232 (1988). [26](#), [154](#)
- [122] M. VILOT, G. CHAVÉRIAT, AND J. ROLAND. Phonoscopy : An acoustical holography technique for plane structures radiating in enclosed spaces. J. Acoust. Soc. Am. **91** (1), 187–195 (1991). [26](#)
- [123] D. VAUCHER DE LA CROIX, P. CHEVRET, AND F. PERRIN. Use of Acoustical Holography in 3D Interiors measurements. In *Internoise 2002* (2002). [26](#)
- [124] S. F. WU. Hybrid near-field acoustic holography. J. Acoust. Soc. Am. **115** (1), 207–217 (2004). [26](#)
- [125] Z. WANG AND S. F. WU. Helmholtz equation least-squares method for reconstructing the acoustic pressure field. J. Acoust. Soc. Am. **102** (4), 2020–2032 (1997). [26](#)
- [126] J. HALD. Patch holography in cabin environments using a two-layer handheld array with an extended sonah algorithm. In *Euronoise 2006* (2006). [26](#)
- [127] C. LANGRENNE, M. MELON, AND A. GARCIA. Boundary element method for the acoustic characterization of a machine in bounded noisy environment. J. Acoust. Soc. Am. **121** (5), 2750–2757 (2007). [26](#)
- [128] Z. HAVRANEK AND F. JACOBSEN. Near field acoustic holography with double layer array processing. In *Euronoise 2006* (2006). [26](#), [154](#)
- [129] Z. HAVRANEK AND L. BEJCEK. Local patch acoustic holography methods in enclosed spaces. In *Acoustics 08* (2008). [26](#)
- [130] T. LOYAU, J.-C. PASCAL, AND P. GAILLARD. Broad-band acoustic holography reconstruction : BAHIM ; an experimental method using acoustic intensity. In *Internoise 88*, pages 233–236 (1988). [26](#)
- [131] T. LOYAU, J.-C. PASCAL, AND P. GAILLARD. Broadband acoustic holography reconstruction from intensity measurements. I : Principle of the method. J. Acoust. Soc. Am. **84** (5), 1744–1750 (1988). [26](#)
- [132] Y.-B. ZHANG, F. JACOBSEN, C.-X. BI, AND X.-Z. CHEN. Near field acoustic holography based on the equivalent source method and pressure-velocity transducers. J. Acoust. Soc. Am. **126** (3), 1257–1263 (2009). [iv](#), [26](#), [27](#), [42](#), [153](#)
- [133] F. JACOBSEN AND Y. LIU. Near field acoustic holography with particle velocity transducers. J. Acoust. Soc. Am. **118** (5), 3139–3144 (2005). [26](#), [42](#), [153](#)
- [134] F. JACOBSEN, X. CHEN, AND V. JAUD. A comparison of statistically optimized near field acoustic holography using single layer pressure-velocity measurements and using double layer pressure measurements (L). J. Acoust. Soc. Am. **123** (4), 1842–1845 (2008). [26](#)

- [135] *Wikipedia : Laser*. <http://fr.wikipedia.org/wiki/Laser>. [iv](#), [27](#)
- [136] H. YEH AND H. Z. CUMMINS. *Localized fluid measurements with a He-Ne laser spectrometer*. Appl. Phys. Lett. **4**, 176–178 (1964). [28](#), [35](#)
- [137] K. J. TAYLOR. *Absolute measurement of acoustic particle velocity*. J. Acoust. Soc. Am. **59** (3), 691–694 (1976). [v](#), [28](#), [36](#), [37](#)
- [138] D. B. BARKER AND M. E. FOURNEY. *Measuring fluid velocities with speckle patterns*. Opt. Lett. **1**, 135–137 (1977). [iv](#), [28](#)
- [139] R. GROUSSON AND S. MALLICK. *Study of flow pattern in a fluid by scattered laser light*. Appl. Opt. **16**, 2334–2336 (1977). [28](#)
- [140] R. MEYNART. *Equal velocity fringes in a Rayleigh-Benard flow by a speckle method*. Appl. Opt. **19** (9), 1385–1386 (1980). [28](#)
- [141] R. MEYNART. *Convective flow field measurement by speckle velocimetry*. Revue Phys. Appl. **17** (5), 301–305 (1982). [28](#)
- [142] R. MEYNART. *Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry*. Appl. Opt. **22** (4), 535–540 (1983). [28](#)
- [143] C. J. D. PICKERING AND N. A. HALLIWELL. *Laser speckle photography and particle image velocimetry : photographic film noise*. Appl. Opt. **23** (17), 2961–2669 (1984). [28](#)
- [144] R. J. ADRIAN. *Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow : speckle velocimetry vs particle image velocimetry*. Appl. Opt. **23** (11), 1690–1691 (1984). [28](#)
- [145] J. P. SHARPE, C. A. GREATER, C. GRAY, AND D. M. CAMPBELL. *The measurement of acoustic streaming using particle image velocimetry*. Acustica **68**, 168–172 (1989). [29](#), [31](#)
- [146] B. LECORDIER. *Techniques avancées de traitement en PIV, précision et applications gouttes*. In *7^{ème} Ecole d'Autonme de l'AFVL* (2009). [iv](#), [v](#), [29](#), [30](#)
- [147] M. L. RIETHMULLER. *Vélocimétrie par images de particules (PIV)*. In *7^{ème} Ecole d'Autonme de l'AFVL* (2009). [29](#), [30](#), [31](#)
- [148] R. J. ADRIAN. *Twenty years of particle image velocimetry*. Exp. Fluids **39**, 159–169 (2005). [29](#)
- [149] M. LAVIEILLE. *Développement d'une méthode de mesure acoustique en écoulement rapide et chaud par Vélocimétrie Laser Doppler*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (2008). [v](#), [xi](#), [xv](#), [29](#), [35](#), [40](#), [41](#), [124](#), [125](#), [126](#), [154](#), [175](#)
- [150] C. E. WILLERT AND M. GHARIB. *Digital particle image velocimetry*. Exp. Fluids **10**, 181–193 (1991). [30](#)
- [151] R. D. KEANE AND R. G. ADRIAN. *Theory of cross-correlation analysis of PIV images*. Appl. Sci. Res. **49**, 191–215 (1992). [30](#)
- [152] Y. G. GUEZENNEC AND N. KIRITSIS. *Statistical investigation of errors in particle image velocimetry*. Exp. Fluids **10**, 138–146 (1990). [30](#)
- [153] B. LECORDIER, J. C. LECORDIER, AND M. TRINITÉ. *Iterative sub-pixel algorithm for the cross-correlation PIV measurements*. In *Third International Workshop on PIV 99* (1999). [30](#)
- [154] F. SCARANO. *Iterative image deformation methods in PIV*. Meas. Sci. Technol. **13** (1), 1–19 (2002). [30](#)
- [155] Y. LEVY, B. GOLOVANEVSKY, AND T. A. KOWALEWSKI. *?? optical flow*. In *Lisbonne 98* (1998). paper 34.7. [30](#)
- [156] M. P. ARROYO AND C. A. GREATER. *Stereoscopic particle image velocimetry*. Exp. Fluids **2**, 1181–1186 (1991). [31](#)
- [157] M. A. NORTHRUP, T. J. KULP, AND S. M. ANGEL. *Fluorescent particle image velocimetry : application to flow measurement in refractive index-matched porous media*. Appl.

- Opt. **30** (21), 3034–3040 (1991). [31](#)
- [158] S. T. WERELEY D. J. BEEBE R. J. ADRIAN J. C. SANTIAGO, C. D. MEINHART. *A particle image velocimetry system for microfluidics*. Exp. Fluids **25**, 316–319 (1998). [31](#)
- [159] G. E. ELSINGA, F. SCARANO, B. WIENEKE, AND B. W. VAN OUDHEUSDEN. *Tomographic particle image velocimetry*. **41**, 933–947 (2006). [v](#), [31](#), [155](#)
- [160] D. B. HANN AND C. A. GREATER. *The measurement of flow velocity and acoustic particle velocity using particle-image velocimetry*. Meas. Sci. Technol. **8**, 1517–1522 (1997). [v](#), [31](#), [32](#)
- [161] D. J. SKULINA. *A study of non-linear acoustic flows at the open end of a tube using particle image velocimetry*. Thèse de Doctorat, University of Edinburgh (2005). [32](#)
- [162] M. H. KAMRAN SIDDIQUI M. NABAVI AND J. DARGAHI. *Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities using synchronized PIV technique*. Meas. Sci. Technol. **18**, 1811–1817 (2007). [32](#), [33](#)
- [163] Y. RAFAT AND L. MONGEAU. Time-resolved Particle Image Velocimetry of the flow in an acoustic standing wave tube. In *20th International Congress on Acoustics* (2010). [32](#)
- [164] J. L. BLACKSHIRE. *Analysis of Particle Image Velocimetry (PIV) Data for Acoustic Particle Velocity Measurements*. NASA Contractor Report **201664** (1997). [32](#)
- [165] D. B. HANN AND C. A. GREATER. *Measurement of acoustic particle velocity using particle image velocimetry techniques*. Acustica Acta Acustica **83** (1997). [32](#)
- [166] J. M. BOUROT. *Chronophotographie des vibrations d'un fluide*. (1952). [32](#)
- [167] J. C. VALIÈRE, R. BOUCHERON, AND H. BAILLET. *Vélocimétrie par image de particules pour l'acoustique : Mesure dans les couches limites*. In *Journée d'Etude SFA/CFVL laser* (2003). [32](#)
- [168] Y. SHIN, J. CHUNG, N. KLADIAS, E. PANIDES, G. A. DOMOTO, AND C. P. GRIGORPOULOS. *Compressible flow of liquid in a standing wave tube*. J. Fluid Mech. **536**, 321–345 (2005). [32](#)
- [169] S. MOREAU, R. BOUCHERON, J. C. VALIÈRE, AND H. BAILLET. *Mesures LDV et PIV dans les couches limites acoustiques*. In *9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser* (2004). [33](#)
- [170] A. BERSON, M. MICHARD, AND P. BLANC-BENON. *Measurement of acoustic velocity in the stack of a thermoacoustic refrigerator using particle image velocimetry*. Heat Mass Transfer **44**, 1015–1023 (2008). [v](#), [33](#)
- [171] N. ZHUANG, F. S. ALVI, M. B. ALKISLAR, C. SHIH, D. SAHOO, AND A. M. ANNASWAMY. *Aeroacoustic Properties of Supersonic Cavity Flows and Their Control*. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit* (2003). AIAA 2003-3101. [33](#)
- [172] J. BRIDGES AND M. WERNET. *Measurements of the Aeroacoustic Sound Source in Hot Jets*. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit* (2003). AIAA 2003-3130. [33](#)
- [173] A. SCHRÖDER, U. DIERKSHEIDE, J. WOLF, M. HERR, AND J. KOMPENHANS. *Investigation on trailing-edge noise sources by means of high-speed PIV*. In *12th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2004). [33](#)
- [174] A. HENNING, K. KAEPERNICK, K. EHRENFRIED, L. KOOP, AND A. DILLMANN. *Investigation of aeroacoustic noise generation by simultaneous particle image velocimetry and microphone measurements*. Exp. Fluids **45**, 1073–1085 (2008). [33](#)
- [175] D. VIOLATO, P. MOORE, AND F. SCARANO. *Lagrangian and Eulerian pressure field evaluation of rod-airfoil flow from time-resolved tomographic PIV*. Exp. Fluids **50**, 1057–1070 (2011). [33](#)
- [176] A. FISCHER, E. SAUVAGE, AND I. RÖHLE. *Acoustic PIV : Measurements of the acoustic particle velocity using synchronized PIV-technique*. In *14th Int. Symp. on Applications*

- of Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2008). v, 33, 34
- [177] C. HEUWINKEL, A. FISCHER, I. RÖHLE, L. ENGHARDT, AND F. BAKE. Characterization of a Perforated Liner by Acoustic and Optical Measurements. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference AIAA 2010-3765* (2010). 34
 - [178] M. J. RUDD. *A new theoretical model for the laser Dopplermeter*. J. Phys. E : Sci. Instrum. **2** (2), 55–58 (1969). 34
 - [179] J. W. FOREMAN JR., R. D. LEWIS, J. R. THORNTON, AND H. J. WATSON. Laser Doppler Velocimeter for Measurement of Localized Flow Velocities in Liquids. In *IEEE*, pages 424 – 425 (1966). 54 (3). 36
 - [180] E. R. PIKE, D. A. JACKSON, P. J. BOURKE, AND D. I. PAGE. *Measurement of turbulent velocities from the Doppler shift in scattered laser light*. J. Phys. E : Sci. Instrum. **1** (2), 727–730 (1968). 36
 - [181] R. M. HUFFAKER, A. V. JELALIAN, AND J. A. L. THOMSON. Laser-Doppler System for Detection of Aircraft Trailing Vortices. , **58** (3), pages 322 – 326 (1970). 36
 - [182] W. K. GEORGE AND J. L. LUMLEY. *The laser-Doppler velocimeter and its application to the measurement of turbulence*. J. Fluid Mech. **60** (2), 321–362 (1973). 36
 - [183] R. J. ADRIAN AND R. J. GOLDSTEIN. *Analysis of a laser Doppler anemometer*. J. Phys. E : Sci. Instrum. **4**, 505–511 (1970). v, 36
 - [184] O. LANZ, C. C. JOHNSON, AND S. MORIKAWA. *Directional Laser Doppler Velocimeter*. Appl. Opt. **10** (4), 884–888 (1971). 36
 - [185] H. D. VOM STEIN AND H. J. PFEIFER. *Investigation of the Velocity Relaxation of Micron-Sized Particles in Shock Waves Using Laser Radiation*. Appl. Opt. **11** (2), 305–307 (1972). 36
 - [186] K. A. BLAKE. *Simple two-dimensional laser velocimeter optics*. J. Phys. E : Sci. Instrum. **5**, 623–624 (1972). 36
 - [187] G. R. GRANT AND K. L. ORLOFF. *Two-Color Dual-Beam Backscatter Laser Doppler Velocimeter*. Appl. Opt. **12** (12), 2913–2916 (1973). 36
 - [188] T. S. DURRANI AND C. GREATER. *Theory of LDV Tracking Systems*. IEEE Trans. Aerosp. Elec. Sys. **10** (4), 418–428 (1974). 36
 - [189] K. J. TAYLOR. *Absolute calibration of microphones by a laser-Doppler technique*. J. Acoust. Soc. Am. **70** (4), 939–945 (1981). 36
 - [190] J. P. SHARPE AND C. A. GREATER. *The measurement of periodic acoustic fields using photon correlation spectroscopy*. Appl. Phys. **20**, 418–423 (1987). 36, 38
 - [191] J. F. VIGNOLA, Y. H. BERTHELOT, AND J. JARZYNSKI. *Laser detection of sound*. J. Acoust. Soc. Am. **90** (3), 1275–1286 (1991). 36
 - [192] D. LEE, J. JARZYNSKI, AND Y. H. BERTHELOT. *A study of wave propagation on a cylindrical shell using fiber optic laser Doppler velocimetry*. J. Acoust. Soc. Am. **94** (1), 196–212 (1993). 37
 - [193] V. VALEAU, J. C. VALIÈRE, P. HERZOG, L. SIMON, AND C. DEPOLLIÉ. Instantaneous frequency tracking of a sine wave phase modulation signal. In *IEEE-SP International Symposium on Time-Frequency and Time-Scale Analysis*, pages 501–504 (1996). 37
 - [194] J. S. CULLEN, D. B. HANN, D. M. CAMPBELL, AND C. A. GREATER. Methods of processing laser Doppler anemometry signal to extract sound field information. In *16th ICA/135th ASA*, pages 1959–1960 (1998). 37
 - [195] V. VALEAU, C. MELLET, AND J.-C. VALIÈRE. Frequency Tracking Based Analysis of Laser Doppler Velocimetry Signals for Sound Field Measurements. , **3**, pages 1453–1456 (1999). 37
 - [196] B. BOASHASH AND P. O’SHEA. *Use of the Cross Wigner-Ville Distribution for Esti-*

- mation of Instantaneous Frequency.* IEEE Trans. Sig. Proc. **41** (3), 1439–1445 (1993). 37
- [197] C. MELLET AND J.-C. VALIÈRE. Maximum likelihood approaches for sound field measurement using LDV. In *10th Int. Symp. on Applications to Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2000). 37
- [198] J. C. VALIÈRE, P. HERZOG, V. VALEAU, AND G. TOURNOIS. *Acoustic Velocity Measurements in the Air by Means of Laser Doppler Velocimetry : Dynamic and Frequency Range Limitations and Signal Processing Improvements.* J. Sound Vib. **229** (3), 607–626 (2000). v, 38
- [199] C. MELLET, J.-C. VALIÈRE, AND V. VALEAU. *Use of frequency trackers in Laser Doppler Velocimetry for sound field measurement : comparative study of two estimators.* Mechanical Systems and Signal Processing **17** (2), 329–344 (2003). 38
- [200] V. VALEAU, J.-C. VALIÈRE, AND C. MELLET. *Instantaneous frequency tracking of a sinusoidally frequency-modulated signal with low modulation index : application to laser measurements in acoustics.* Signal Processing **84**, 1147–1165 (2004). 38
- [201] D. HANN AND C. A. GREATED. *Acoustic measurements in flows using photon correlation spectroscopy.* Meas. Sci. Technol. **4**, 157–164 (1993). 38
- [202] T. LOIZEAU AND Y. GERVAIS. *Measurement of the Acoustic Velocity by Laser Doppler Anemometry.* Acustica **83**, 945–954 (1997). 38
- [203] A. LE DUFF, S. POGGI, G. PLANTIER, AND J. C. VALIÈRE. A Signal Processing Approach For Acoustic Velocity Measurements. In *Kandó Conference*, pages 234–238 (2002). 38
- [204] A. LE DUFF, B. GAZENGEL, AND P. ROUQUIER. Mesure de vitesse particulaire acoustique en présence d'écoulement faible. In *9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser* (2004). v, 38, 39
- [205] S. POGGI B. GAZENGEL. *Measurement of acoustic particle velocities in enclosed sound field : Assessment of two Laser Doppler Velocimetry measuring systems.* Appl. Acoust. **66**, 15–44 (2005). 38
- [206] A. DEGROOT, S. MONTRESOR, B. GAZENGEL, O. RICHOUX, AND L. SIMON. Doppler signal detection and particle time of flight estimation using wavelet transform for acoustic velocity measurement. , **3**, pages III–145–III–148 (2006). 39
- [207] A. SOURICE, A. LE DUFF, S. LEBON, J. BLONDEAU, AND B. GAZENGEL. Mesures de vitesses acoustiques en temps-réel par LDV. In *Congrès Francophone de Techniques Laser* (2006). 39
- [208] M. W. THOMPSON AND A. A. ATCHLEY. *Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities in a standing wave using laser Doppler anemometry.* J. Acoust. Soc. Am. **117** (4), 1828–1838 (2005). 39
- [209] C. DESJOUY, G. PENELET, P. LOTTON, AND J. BLONDEAU. *Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities in a standing wave using laser Doppler anemometry.* J. Acoust. Soc. Am. **126** (5), 2176–2183 (2009). 39
- [210] H. BAILLIET, P. LOTTON, M. BRUNEAU, V. GUSEV, J.C. VALIÈRE, AND B. GAZENGEL. *Acoustic power flow measurement in a thermoacoustic resonator by means of laser Doppler anemometry (L.D.A.) and microphonic measurement.* Appl. Acoust. **60**, 1–11 (2000). 39
- [211] J.-F. PIET AND F. SIMON. Acoustic velocity in-flow measurements using LDV. In *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2001). AIAA 2001-2191. 39
- [212] A. MINOTTI, F. SIMON, J.-F. PIET, AND P. MILLAN. Signal processing for in-flow measurements of acoustic velocity by LDV. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit* (2002). AIAA 2002-2463. 39

- [213] A. MINOTTI, F. SIMON, J.-F. PIET, AND P. MILLAN. In-flow acoustic power and intensity fields measurements with a 2D LDV system. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit* (2003). AIAA 2003-3262. [40](#)
- [214] R. BOUCHERON, J.-C. VALIÈRE, P. HERZOG, H. BAILLIET, AND J.-P. DALMONT. Evaluation of acoustic velocity in mean flow by Laser Doppler Velocimetry. In *12th Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2004). AIAA 2002-2463. [40](#)
- [215] A. MINOTTI, F. SIMON, AND F. GANTIE. Characterization of an acoustic liner by mean of laser doppler velocimetry in a subsonic flow. In *40^{ème} Colloque Aérodynamique Appliquée* (2005). [40](#)
- [216] A. MINOTTI, F. SIMON, AND F. GANTIE. *Characterization of an acoustic liner by means of Laser Doppler Velocimetry in a subsonic flow*. *Aerosp. Sci. Techn.* **12**, 398–407 (2008). [40](#)
- [217] M. LAVIEILLE, F. MICHELI, AND F. SIMON. Obtention d'un champ de données acoustiques par LDV au-dessus d'un orifice de 200 μm . In *Congrès Francophone de Techniques Laser* (2006). [v](#), [40](#)
- [218] L. SIMON, O. RICHOUX, A. DEGROOT, AND L. LIONET. *Laser Doppler Velocimetry for Joint Measurements of Acoustic and Mean Flow Velocities : LMS-Based Algorithm and CRB Calculation*. *IEEE Trans. Instr. Meas.* **57** (7), 1455–1464 (2008). [40](#)
- [219] E. PIOT, F. MICHELI, AND F. SIMON. Optical acoustic pressure measurements in a large-scale test facility with mean flow. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (2010). AIAA 2010-3752. [40](#)
- [220] B. BETGEN, M.-A. GALLAND, E. PIOT, AND F. SIMON. *Implementation and non-intrusive characterization of a hybrid activepassive liner with grazing flow*. *Appl. Acoust.* **73**, 624–638 (2012). [41](#)
- [221] H. BAILLIET, R. BOUCHERON, J.-P. DALMONT, P. HERZOG, S. MOREAU, AND J.-C. VALIÈRE. *Setting up an experimental apparatus for the study of multimodal acoustic propagation with turbulent mean flow*. *Appl. Acoust.* **73**, 191–197 (2012). [41](#)
- [222] A. LE DUFF. *Contribution à l'estimation paramétrique de signaux à variation sinusoïdale de la fréquence instantannée et à amplitude variable : application à l'anémométrie laser pour l'acoustique*. Thèse de Doctorat, Université du Maine (2003). [41](#)
- [223] A. DEGROOT. *Contribution à l'estimation de la vitesse acoustique par Vélocimétrie Laser Doppler & application à l'étalonnage de microphones en champ libre*. Thèse de Doctorat, Université du Maine (2007). [41](#)
- [224] A. MINOTTI. *Contribution à la mesure aéroacoustique par vélocimétrie laser Doppler*. Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (2004). [41](#)
- [225] F. MICHELI AND M. LAVIEILLE. Calculs d'incertitudes combinées en vélocimétrie laser à franges. In *Congrès Francophone de Techniques Laser* (2008). [41](#)
- [226] P. M. MORSE AND K. U. INGARD. *Theoretical acoustics*. Princeton University, Princeton (1986). [48](#), [53](#), [58](#)
- [227] J.-C. PASCAL. Les techniques d'imagerie acoustique et l'holographie acoustique. In *Journée imagerie acoustique appliquée* (2002). CRITT-M2A. [v](#), [52](#)
- [228] E. LALOR. *Inverse Wave Propagator*. *J. Math. Phys.* **9**, 2001–2006 (1968). [56](#)
- [229] T. W. WU AND L. LEE. *A direct boundary integral formulation for acoustic radiation in a subsonic uniform flow*. *J. Sound Vib.* **175**, 51–63 (1994). [62](#), [73](#)
- [230] E. G. WILLIAMS AND J. D. MAYNARD. *Numerical evaluation of the Rayleigh integral for planar radiators using the FFT*. *J. Acoust. Am.* **72** (6), 2020–2030 (1982). [vii](#), [82](#), [83](#)
- [231] D. ARNAL, G. CASALIS, J. C. JUILLEN, AND F. LABURTHER. Influence d'une excitation

- acoustique sur la transition de la couche limite d'une aile en flèche. In *Rapport technique 70/5018.55*, CERT/DERAT (1992). 117
- [232] S. AUBRUN, A. SERAUDIE, AND D. BIRON. Influence d'une excitation acoustique sur la transition de la couche limite d'une aile en flèche. In *Rapport technique 2/5100.20*, ONERA/DMAE (1999). xi, 117, 118
- [233] *Post traitement en vélocimétrie laser à franges : Assa le manuel*. <http://www.onera.fr/dmae/velocimetrie-laser-assa/manuel.php>. 124
- [234] F. MICHELI, M. LAVIEILLE, AND P. MILLAN. ASSA, un outil de référence pour le traitement du signal en vélocimétrie laser. In *10ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL)* (2006). 124
- [235] J. Y. CHUNG AND D. A. BLASER. *Transfer function method of measuring acoustic intensity in a duct system with flow*. J. Acoust. Am. **68** (6), 1570–1577 (1980). 125
- [236] F. FARASSAT AND M. K. MYERS. *Extension to Kirchhoff's formula to radiation from moving surfaces*. J. Sound Vib. **123** (3), 451–460 (1988). 154

